



Contribution à l'étude de l'atomisation assistée d'un liquide : instabilité de cisaillement et génération du spray

Sylvain Marty

► To cite this version:

Sylvain Marty. Contribution à l'étude de l'atomisation assistée d'un liquide : instabilité de cisaillement et génération du spray. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Grenoble Alpes, 2015. Français. NNT : 2015GREAI122 . tel-01321846

HAL Id: tel-01321846

<https://theses.hal.science/tel-01321846>

Submitted on 26 May 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Mécanique des fluides, Energétique, Procédés**

Arrêté ministériel :

Présentée par

Sylvain Marty

Thèse dirigée par **Alain Cartellier**
et codirigée par **Jean-Philippe Matas**

préparée au sein **Laboratoire des écoulements géophysiques et industriels (LEGI)**
et de **Ingénierie - Matériaux Mécanique Energétique Environnement Procédés Production (I-MEP2)**

Contribution à l'étude de l'atomisation assistée d'un liquide

Instabilité de cisaillement et génération du spray.

Thèse soutenue publiquement le **27 avril 2015**,
devant le jury composé de :

Alexander Taylor

Professeur à l'Imperial College London, Rapporteur

Christophe Dumouchel

Directeur de Recherche au CNRS, Rapporteur

Stéphane Zaleski

Professeur à l'UPMC, Examineur

Thomas Lederlin

Ingénieur de recherche à TURBOMECA, Examineur

Alain Cartellier

Directeur de Recherche au CNRS, Directeur de thèse

Jean-Philippe Matas

Maître de conférences à l'UJF, Co-Directeur de thèse



Résumé

L'atomisation assistée est un procédé de formation d'un spray de gouttelettes issu d'une nappe liquide sous l'action d'un courant gazeux à forte vitesse dans un injecteur. Ce procédé est très utilisé dans de nombreuses applications industrielles. Nous étudions la succession d'instabilités hydrodynamiques qui génère les gouttes du spray à l'aide d'une méthode LIF pour mesurer la fréquence des vagues et d'une sonde optique pour la granulométrie des gouttes. Nous validons expérimentalement un nouveau modèle de stabilité linéaire inviscide pour l'instabilité de cisaillement, intégrant un profil de vitesse avec déficit à l'injection. Des simulations numériques et un modèle spatio-temporel de stabilité linéaire sont utilisés pour mettre en avant de nouveaux mécanismes de déstabilisation, de croissance des vagues et de création de gouttes. Les lois d'échelles connues prédictives du diamètre moyen des gouttes en fonction du Weber gaz sont testées pour de nouvelles variables d'étude.

Assisted atomization is a process used to form a spray of droplets. A slow liquid phase is stripped by the action of a strong gas current in order to generate the spray. This process is used in many industrial applications. We study the succession of hydrodynamic instabilities generating droplets by means of a LIF method to measure the frequency and growth rate of waves, and with an optical probe to measure drop size and velocity. We validate experimentally a model including an interfacial velocity deficit in the inviscid stability analysis. Experiments are compared to numerical simulations and spatiotemporal stability analysis results : the confrontation of these three approaches is used to bring forward new mechanisms of destabilization, growth of waves and creation of drops. We assess the influence of liquid thickness and dynamic pressure ratio on the dependency of the mean droplet diameter with the Weber number.

Remerciements

Cette page est sans aucun doute la plus complexe à écrire de ce manuscrit, il ne faut oublier personne. Je remercie en premier lieu les rapporteurs, Alexander Taylor et Christophe Dumouchel, qui ont assumés la difficile tâche de lire et de suggérer des corrections pour ce manuscrit ainsi que les membres du jury, Thomas Lederlin et Stéphane Zaleski, qui sont venus de loin pour participer à ma soutenance. Je remercie l'ensemble du pool technique du laboratoire pour le service journalier : Joseph pour la sécurité, Milé et Tristan pour les conseils de conception sur le plexiglas ainsi que Vincent et Jean-Marc pour la précision et la rapidité de fabrication des pièces, Laure pour les conseils Laser, Muriel pour les programmes qui fonctionnent.

Je remercie John Soundar Jerome et Jérôme Hoepffner pour les manip pleines de rebondissements, d'explosions et de catapultages.

Je remercie l'ensemble des doctorants du labo : Sébastien, Antoine et Thibaut pour le parapente, Jean Christophe pour les canyons, la musique et les clopes, Martin pour le maté, Favio et Manolo pour les discussions engagées et Joaness pour l'escalade ainsi que tous les autres pour la bonne ambiance.

Je remercie les membres de l'équipe EDT qui m'ont aidé par leur soutien logistique, technique et scientifique : Jean-Paul pour les petits conseils avisés, Michaël et Yves pour l'anémométrie, Nicolas et Christophe pour l'expertise et les cours de traitement du signal.

Je remercie Jean Philippe pour ses immenses qualités de pédagogue qui m'ont permis de comprendre certaines des subtilités d'une analyse de stabilité spatio-temporelle, sa patience légendaire et sa rigueur scientifique qui m'ont motivé pour pousser mon banc expérimental dans ses retranchements.

Je remercie Alain qui m'a bien formé au métier de chercheur en me montrant que lorsque on avance une théorie scientifique, il ne faut pas se contenter d'approximations, tous les doutes et approximations doivent être levés et il faut avoir l'aplomb et la certitude pour défendre ses résultats.

Je remercie toute la famille qui s'est motivé pour venir assister à la soutenance ou pour leur soutien constant durant la longue année de rédaction. Je remercie plus particulièrement mon père qui a eu le courage de relire intégralement mon manuscrit pour en extirper un maximum de fautes d'orthographe et qui m'a fourni des solutions techniques pour les problèmes d'eau distillée.

Je remercie mes enfants Virgile et Roxane qui ont fait preuve de patience lorsque je rédigeais à la maison au lieu de jouer avec eux.

Enfin je remercie ma compagne Virginie qui m'a soutenu tout au long de ce projet en me fournissant des méthodes de travail lorsque j'étais au pied du mur dans la rédaction ou lorsque j'avais un problème technique, et en me supportant durant les moments de stress.

Je dédie ce manuscrit à ma mère qui nous a quitté beaucoup trop tôt et sans qui je n'aurais jamais entrepris l'aventure de me lancer dans la recherche.

Table des matières

1	L'atomisation assistée : un procédé industriel très exploité	11
1.1	De la peinture rupestre aux engins cryotechniques	11
1.1.1	Injection monophasique : le cas des moteurs à combustion interne	12
1.1.2	Le développement dans les moteurs à circuit ouvert	12
	Moteur de fusée à combustible liquide	14
1.1.3	Les enjeux industriels de recherche sur l'atomisation assistée	14
	Métallurgie	14
	Industrie chimique, pétrochimique, pharmaceutique et agroalimentaire	15
	Spatial	16
	Aéronautique	16
1.2	Tentative de classification des mécanismes d'atomisation	17
1.3	Laboratoires de recherche travaillant sur l'atomisation assistée	18
1.3.1	London Imperial College	19
1.3.2	KIT	19
1.3.3	ONERA	19
1.3.4	CORIA	20
1.4	Le cadre des recherches antérieures au LEGI	20
1.4.1	Les atomiseurs utilisés	20
1.4.2	Les mécanismes identifiés qui aboutissent à l'atomisation par <i>épluchage</i>	21
1.4.3	Rapide historique des études	21
1.4.4	Les simulations réalisées en parallèle	23
1.5	Le contexte de notre thèse	24
1.5.1	Suite des travaux antérieurs	25
1.5.2	Comparaison entre simulations numériques et expérimentation	25
1.6	Plan de thèse	26
2	Les moyens expérimentaux	29
2.1	Architecture du banc d'atomisation plane	29
2.1.1	Rappel de conception et caractéristiques initiales	30
2.1.2	Évolution de la géométrie de l'injecteur	31
2.2	Instrumentation classique : réglage du point de fonctionnement	31
2.2.1	Débitmètres	32
2.2.2	Anémomètre par tube de Pitot	32
2.2.3	Transducteur TSI	33
2.2.4	Comparatif des systèmes de mesure classique	33
2.3	Qualification de la phase gazeuse	34
2.3.1	Définition et méthode de mesure de δ_g	34
2.3.2	Stabilité temporelle et répétabilité de U_g	35
	Stabilité temporelle du point de fonctionnement	35
	Répétabilité du point de fonctionnement	35
2.3.3	δ_g en fonction de U_g	35

2.3.4	Turbulence	38
	Taux de turbulence en milieu de veine en fonction de U_g	38
	Taux de turbulence dans la couche limite en fonction de U_g	39
	Etude des spectres de fréquence	40
2.3.5	Conclusion phase gazeuse	40
2.4	Qualification de la phase liquide	40
2.4.1	Particule Image Velocimetry pour δ_l	41
2.4.2	Qualification des phases simultanées	42
2.4.3	Conclusion phase liquide	43
2.5	Synthèse de la qualification du banc	43
3	Étude de l'instabilité de cisaillement	45
3.1	Étude Bibliographique de l'instabilité de cisaillement	45
3.1.1	Historique des jeux de données sur les expérimentations du LEGI	46
	Vitesse de convection des vagues	46
	Mesure de fréquence	46
3.1.2	Modélisation de l'instabilité de cisaillement	48
	Principe de l'analyse de stabilité	48
	Approche initiale : vitesses discontinues	49
	Saut de densité	50
	Application avec deux couches de vorticité et saut de densité de Raynal 1997	50
	Introduction de la viscosité	51
	L'instabilité de Tolmien–Schlichting (TS)	52
3.1.3	Synthèses des modèles successifs	55
3.2	Construction d'un modèle avec déficit de vitesse à l'interface	55
3.2.1	Construction du modèle inviscide	55
3.2.2	Influence de M sur le mode inviscide	57
3.2.3	Influence de l'épaisseur de vorticité liquide	58
3.2.4	Modèles asymptotique	58
	Principe de l'analyse asymptotique	59
	Résultat pour le profil classique	59
	Résultat pour le profil en déficit	60
3.2.5	Conclusion sur le modèle inviscide avec déficit de vitesse	60
3.3	Méthode de visualisation par tranche laser	61
3.3.1	Mise en place de la technique LIF	61
	Capture de l'interface	62
3.3.2	Mesure de fréquence de l'instabilité de cisaillement	63
3.3.3	Mesure du taux de croissance	64
3.3.4	Conclusion sur la méthode LIF	66
3.4	Mesure à faible M et comparaison au modèle théorique	66
3.4.1	Cartographie des mesures de la série A	66
3.4.2	Fréquence mesurée f_{mes} en fonction de U_l et U_g pour la série A	67
3.4.3	Comparaison des mesures avec les modèles théoriques asymptotiques inviscides	67
3.4.4	Comparaison avec la résolution numérique complète	69
3.4.5	Amplitude de l'instabilité	69
	Différenciation des zones d'étude	70
	Taux de croissance exponentielle dans la zone 1	70
	Mesures de ki	70
	Comparaison avec le modèle en déficit de vitesse	71
3.5	Conclusion sur le modèle inviscide � déficit de vitesse	72

4	Résolution spatio-temporelle de l'instabilité de cisaillement	75
4.1	Observations de la transition d'un mode convectif vers un mode absolu	75
4.1.1	Principe d'une analyse spatio-temporelle (régime convectif-absolu)	75
4.1.2	Résultats du modèle théorique de Otto et al. 2012	78
4.1.3	Simulation numérique de l'écoulement	79
4.1.4	Etudes des spectres obtenus par simulation numérique	80
	Evolution en fonction de M	80
	Evolution en fonction de ep	81
4.1.5	Etude des spectres expérimentaux.	82
	Changement de l'aspect des spectres avec M	83
	Transition via la plaque de séparation	83
4.1.6	Comparaison entre simulations, résultats théoriques et mesures : conclusion sur l'analyse spectrographique	85
4.2	Bibliographie dans le cas des films minces	86
4.2.1	Films minces cisailés par courant gazeux à l'horizontale	86
4.2.2	Films tombants cisailés	90
4.2.3	Films dans écoulements annulaires	92
4.2.4	Conclusion sur les connaissances en films minces	93
4.3	Influence de la variation de H_l sur l'instabilité de cisaillement	93
4.3.1	Choix des points de la série C	93
4.3.2	Évolution de la fréquence en fonction H_l	94
4.3.3	Cas de $H_l < \text{transition}$	96
4.3.4	Comparaison au modèle inviscide	97
4.3.5	Taux de croissance	99
4.3.6	Validité du modèle inviscide à faible H_l	100
4.4	Retour sur les différents jeux de mesures sur l'injecteur plan	100
4.4.1	Série de comparaison à $M = 16$ sur configuration $N^\circ 2$: Série D	100
4.4.2	Retour sur l'expérience à faible M en configuration $N^\circ 2$: Série E	101
4.4.3	Forçage du taux de turbulence	102
4.5	Conclusions sur l'analyse spatio-temporelle	103
5	Devenir des vagues de l'instabilité axiale : comparaison entre mesures et simulations numériques	105
5.1	Modèle autosimilaire et comparaison aux expérimentations	105
5.1.1	Précisions sur les simulations	106
5.1.2	Modèle phénoménologique de croissance algébrique des vagues	106
5.1.3	Mesure des hauteurs de vagues d'après Ben Rayana 2007	107
5.1.4	Comparaisons du modèle phénoménologique avec les amplitudes mesurées	108
5.1.5	Localisation spatiale de la zone de croissance algébrique	110
5.2	Éjection de gouttes par catapultage	110
5.2.1	Mesures de l'angle d'ouverture du spray α_{spray} de Raynal 1997	110
5.2.2	Méthode de mesure de l'angle maximum d'éjection de goutte	112
5.2.3	Observations du lâcher tourbillonnaire derrière les vagues	113
5.2.4	Mesure quantitative de l'angle d'éjection	115
5.3	Conclusion sur les comparaisons simulations et expérimentations.	116
6	Structure globale de l'écoulement	119
6.1	Résultats antérieurs sur le banc d'atomisation plan	119
	Modèle de l'entraînement turbulent	120
6.2	Méthodes de mesure de l'épaisseur liquide résultante e_{film}	121
6.3	Etude de l'influence de H_l sur la structure de l'écoulement	122
6.3.1	Influence sur la longueur liquide intacte	122

	Discussion sur les valeurs de C en fonction de α	124
6.3.2	Mesures de l'épaisseur de film liquide résultant e_{film}	125
	Cas de la configuration initiale à $H_l = 10\text{ mm}$ motifs \triangleleft et \triangleright	126
6.3.3	Prise en compte de e_{film} dans l'estimation de U_e	127
	Hypothèse $U_{film} = U_c$	127
	Hypothèse $U_{film} = U_l$	129
	Discussion sur la prise en compte de e_{film}	129
6.3.4	Tendance du coefficient d'entraînement en fonction de H_l	130
6.4	Conclusion sur l'effet de H_l et U_l sur L_{dard} , e_{film} et C	131
	Discussions sur le choix de point de mesure de granulométrie	131
7	Étude de la granulométrie du spray	133
7.1	Étude Bibliographique de la granulométrie de spray	133
7.1.1	Différents modèles de fragmentation	133
	Modèle du maximum d'entropie	134
	La cascade de fragmentation	134
	Le découpage ligamentaire	136
	Bag-breakup	138
	Autres approches de la fragmentation	140
	Passage des distributions aux moyennes de diamètre	140
7.1.2	Taille moyenne des gouttes : la cascade de déstabilisation	140
	Longueur d'onde transverse	141
	Mesures de λ_T sur la configuration coaxiale	142
	Mesures de λ_T sur la configuration plane	143
	Les mesures de D_{32} sur une configuration axisymétrique de Varga	143
	Les mesures antérieures de D_{10} sur notre configuration	144
	Données vidéos de Marmottant sur le jet coaxial	144
	Données en sonde optique de Hong	145
	Données en sonde optique de Ben Rayana	146
	Mesure de vitesse de gouttes	146
7.1.3	Entraînement turbulent : Evaluation du flux de gouttes	146
	Données de Ben Rayana	147
	Données Hong pour le flux	148
7.1.4	Conclusion sur la bibliographie	148
7.2	Granulométrie par sonde optique	149
7.2.1	Historique de développement	149
7.2.2	Principe de fonctionnement	149
	Détection de phase et vitesse	149
	Détection de phase	151
	Vitesse	151
	Traitement du signal	152
	Physique du démouillage et d'assèchement	153
	Dynamique incomplète de signal	155
7.2.3	Longueur sensible de sonde	156
	Conclusion sur L_S	158
7.2.4	Architecture du programme et procédure de mesure	158
	Vérification de qualité de signal	159
	Validation du traitement	160
7.3	Convergence des données et exploitation du vecteur corde	160
	Convergence des fonctions de distribution	161
	Convergence des valeurs moyennes	162
	Influence de la longueur sensible de sonde sur les tendances de C_{10}	164

7.3.1	Exploitation du vecteur corde	165
	Transformation corde diamètre	165
	Inversion matricielle à classe variable	166
	Relation entre corde moyenne et diamètre de Sauter	167
7.3.2	Correlation entre corde et vitesse de goutte	168
7.3.3	Conclusion sur le système de mesure par sonde optique	169
7.4	Cartographie des mesures et conditions expérimentales	171
7.4.1	Positionnement de la sonde	171
7.4.2	Les points de fonctionnement étudiés	172
7.4.3	Paramètres du traitement et de post traitement	173
7.4.4	Synthèse des séries de mesures	174
7.5	Etude des distributions de taille de gouttes	174
7.5.1	Distribution de diamètre en fonction de M	174
	Présence d'un plateau intermédiaire	175
	Superposition des distributions	176
7.5.2	Evolution des distributions suivant la position de mesure	177
	Position relative au dard liquide	177
	Position relative à l'injecteur	178
7.5.3	Conclusion sur l'analyse de la morphologie des distributions	179
7.6	Fonction densité de probabilité	180
7.6.1	Méthodologie d'ajustement	180
7.6.2	Illustration de l'ajustement des distributions théoriques	180
7.6.3	Évolution du paramètre n de la distribution gamma	182
7.6.4	Évolution du paramètre b de l'asymptote p_{expo}	183
7.6.5	Évolution des paramètres σ et μ de la distribution log–normale	184
7.6.6	Comparaison des différentes fonctions par leur distance à la distribution réelle	186
7.6.7	Passage de l'analyse des distributions à l'analyse des valeurs moyennes de caractéristiques de spray	186
7.7	Étude de l'influence de M et H_l sur le diamètre	187
7.7.1	Le modèle Hong-Varga avec prise en compte de M	187
7.7.2	Test du modèle Hong-Varga pour M variable	188
	D_{32} en fonction de U_g et We	188
	Différence de D_{32} avec les précédentes études.	189
	Changement de la position de mesure relative	190
	Evolution du modèle Hong-Varga	191
	Différence entre δ_g mesuré et théorique.	191
	Influence de la longueur de coupure de sonde	191
	Influence d'un changement de forme de vague avec U_g	192
	Conclusion sur l'influence de M	194
7.7.3	Test du modèle Hong-Varga pour H_l variable	194
	Diamètre de Sauter D_{32} sur des positions de mesures relatives à l'injecteur	195
	Différence de valeur entre les deux vitesses liquides	195
7.7.4	Conclusion sur la granulométrie du spray	197
7.8	Etude de l'influence de M et H_l sur le flux de goutte	197
7.8.1	Contrôle de la vitesse moyenne des gouttes \bar{V}	198
7.8.2	Etude de la sensibilité du flux volumique lorsque M est varié	199
	Rappel du modèle d'entraînement turbulent	199
	Mesures de J_L	199
	Effet des grands évènements sur J_L	201
	Différences de tendance $J_l = f(U_g)$ entre les positions de mesures	202
	Analyse du coefficient d'entraînement	203
7.8.3	Flux numérique de gouttes pour H_l varié et position fixe de sonde	204

	influence de H_l sur ϕ_{num}	204
	Tendance de ϕ_{num} avec U_g	204
7.9	Conclusions de l'étude de la granulométrie	206
8	Conclusion générale	209
	Avancées sur les méthodes de mesure et de traitement	209
	Avancées sur la compréhension de l'instabilité axiale.	209
	Structure globale de l'écoulement.	211
	Granulométrie du spray.	211
	Perspectives	212
A	Anémomètre fil chaud et mesure de couche limite	222
A.1	Principe de mesure	222
A.2	Méthode d'étalonnage du fil	222
A.3	Incertitude de mesure	222
A.4	Répétabilité de l'étalonnage	223
A.5	Qualité de mesure de δ_g	224
	Incertitude de mesure δ_g	224
	Répétabilité de δ_g	224
	Evolution de δ_g dans le sens de l'écoulement	225
	Evolution de δ_g pour $U_g = 20$ m/s suivant le montage	225
A.6	Résultats sur la qualité de mesure au fil chaud	227
B	Précision sur la stabilité temporelle et spatiale des points de fonctionnement	228
B.1	Qualité des spectres	228
B.2	Puissance spectrale en fonction de U_g et U_l	228
B.3	Position de mesure et puissance spectrale	230
B.4	Stabilité temporelle	231
B.5	Conclusion sur la qualité des mesures en fréquence	233
C	Influence du convergent liquide sur f_{mes}	234
D	Étude des performances de mesure en granulométrie	235
D.1	Conception d'un spray Contrôlé	235
	Principe et fonctionnement du Banc	235
	Choix de l'injecteur	236
D.2	Méthode de prélèvement de fraction liquide isocinétique	236
D.3	Mesure de flux volumique local	238
D.4	Comparaison des débit volumiques totaux	238
D.5	Conclusion sur la qualité de mesure de J_L	239
E	Mesures de sondes optiques en conditions cryotechniques	240

Chapitre 1

L'atomisation assistée : un procédé industriel très exploité

L'ensemble de ce manuscrit a pour titre "*Contribution à l'étude de l'atomisation assistée d'un liquide : Instabilité de cisaillement et génération du spray*". Le *petit Robert* définit l'atomisation comme "l'action de réduire un corps en particules très ténues, en fines gouttelettes". Ce dictionnaire renvoie aussi les mots *pulvériser* et *vaporiser* comme synonymes. La définition d'*Assister* est textuellement "Seconder, aider quelqu'un dans son activité". Nous définirons donc l'atomisation assistée comme un procédé de fabrication d'un spray de gouttelettes issues d'une phase liquide aidée par l'action d'un courant gazeux. Cette définition rejoint celle de Lefebvre dans son ouvrage de référence *Atomisation and Spray* [80].

Avant de commencer nos développements nous devons cerner les limites de notre problème, d'abord par une rapide étude épistémologique puis par le contexte industriel et scientifique de notre thèse. Les références historiques sont tirées de l'ouvrage de Daumas et al. 1978 [39].

1.1 De la peinture rupestre aux engins cryotechniques

L'atomisation assistée est un procédé qui permet d'obtenir un spray. Lorsque l'on parle de procédé nous forçons l'image d'une application industrielle moderne, mais, le premier cas d'utilisation remonte à la préhistoire avec la confection de peintures rupestres comme illustré figure 1.1. Les chasseurs de l'époque dessinaient sur les parois de leur habitat des manuels de chasse à l'usage des débutants. Une de leurs techniques de peinture consistait à prendre de l'argile liquide dans la bouche pour la projeter sur les murs en soufflant très fort. Cette technique de peinture est encore d'actualité puisque le même

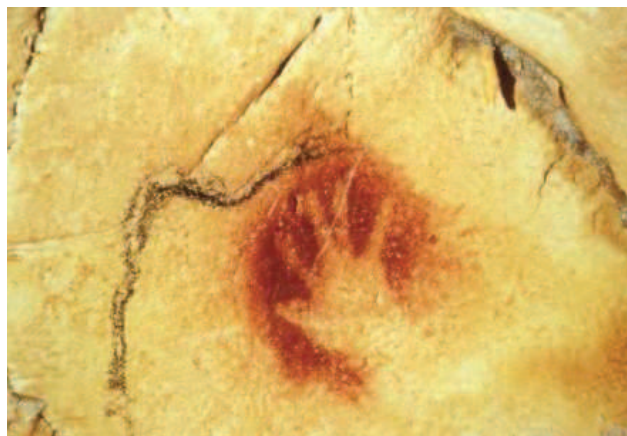


FIGURE 1.1 – Exemple d'application de l'atomisation assistée : peinture rupestre préhistorique. Ici une main négative dans la grotte Chauvet.

procédé est toujours utilisé pour peindre les carrosseries de voiture. L'argile liquide est remplacé par des peintures acryliques visqueuses et l'air est mis sous pression par un compresseur. Nous pouvons aussi utiliser une bombe de peinture pour repeindre notre voiture mais, dans ce cas, le procédé est différent puisqu'il s'agit d'atomisation simple. La peinture liquide est poussée par l'air sous pression. Nous voyons ici la différence entre les deux procédés : dans un cas le liquide est pressurisé et s'atomise au travers d'une buse sous l'effet de sa propre énergie cinétique et, dans l'autre cas, le liquide rentre en interaction avec le gaz pour former un spray.

Même si la peinture est une activité qui peut être très technique sur de grandes chaînes de production, l'essentiel des développements et des recherches sur l'atomisation assistée concerne le domaine de la préparation de spray pour les chambres de combustion de turbomachines ou de moteur de fusée anaérobie, cryotechnique ou non.

1.1.1 Injection monophasique : le cas des moteurs à combustion interne

Il est important ici de faire la différence entre ces deux types de moteur et les moteurs à cycle fermé de type diesel ou essence. Au début de leur développement, ces moteurs utilisent un système de carburation pour créer le mélange de combustion. Le premier carburateur est attribué à Brayton en 1873. Le carburateur utilise une dépression lors du passage de l'air admis derrière un gicleur pour créer le spray. Le premier injecteur monophasique est inventé par Spiel en 1884. L'essence est envoyée dans la chambre de combustion via une pompe annexe. Ce procédé est efficace pour vaporiser l'essence par impulsion mécanique au moment de la compression de l'air, depuis de nombreuses innovations ont fait évoluer ces moteurs et l'injection monophasique prend réellement de l'essor lors du développement de l'aviation. L'injection permet un fonctionnement à toute altitude, orientation et température.

Les contributions de Oefelein et al. 2012 [105] ainsi que de Tamaki et al. 2012 [119] témoignent de l'intensité des recherches encore en cours dans les laboratoires associés aux constructeurs automobiles à travers le monde. Les enjeux de ces études étaient de réduire au maximum le volume de carburant utilisé à chaque cycle afin de limiter la consommation d'hydrocarbure et l'émission de polluants. La figure 1.2 extraite de Tamaki et al. 2012 montre que l'étude des géométries d'injecteur ainsi que des conditions de pressions sont essentielles pour maîtriser l'expansion spatiale du spray de carburant.

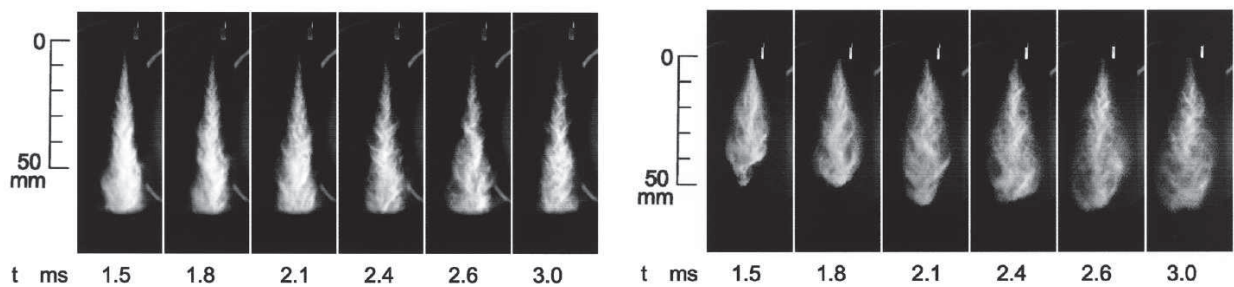


FIGURE 1.2 – Illustration d'une étude de géométrie d'injecteur d'après Tamaki et al. A gauche nous avons une injection simple et à droite une double.

1.1.2 Le développement dans les moteurs à circuit ouvert

L'atomisation assistée va connaître son développement pour les turbomachines à combustion continue. Le premier cas d'atomisation assistée de carburant par du comburant gazeux est attribué à la turbine à combustion d'Armengaud–Lemale en 1901 de la Société Française de Turbomoteur. Cette machine a pour but la production d'énergie mécanique de rotation. La figure 1.3 montre l'architecture de cette turbine expérimentale dont les problèmes de fabrication ne lui permettaient pas d'obtenir un rendement correct (la presque totalité de l'énergie produite servait à alimenter le compresseur à air). L'injection du carburant se fait par une surface annulaire **2** à l'intérieur d'un tube de plus grand diamètre alimenté en gaz **1**. L'ensemble de ces deux tubes est ensuite raccordé à la chambre de

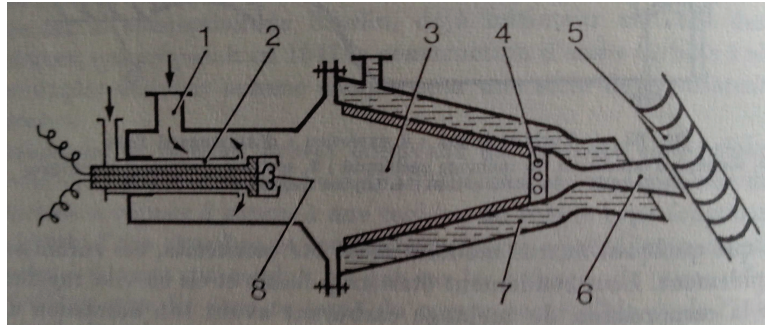


FIGURE 1.3 – Schéma d'une turbine à combustion d'Armengaud-Lemale 1901 d'après Daumas [39]. 1 : admission de l'air comprimé, 2 : injecteur du combustible, 3 : chambre de combustion, 4 : orifice de pénétration de l'eau, 5 : turbine, 6 : tuyère d'éjection, 7 : eau de refroidissement, 8 : système d'allumage électrique

combustion 3. Nous avons ici un injecteur biphasique coaxial.

Les progrès du génie mécanique permettront une amélioration du rendement et son industrialisation 30 ans plus tard.

Au début du 20^{ème} siècle les premiers brevets concernant les statoréacteurs (1913) et les turboréacteurs (1920) apparaissent. Ces deux turbomachines, au fonctionnement différent, sont développées en parallèle et utilisent le principe de jet de carburant atomisé par de l'air à grande vitesse. Le premier stato-réacteur fonctionne en 1949 sur le *Leduc 010*, du nom de son inventeur. Ce statoréacteur est transporté en altitude par un avion porteur. Bien que Leduc ait construit en 1956 un avion à décollage autonome, cette technologie est mise à l'écart au profit des turboréacteurs. Le premier avion à réaction avec un moteur conçu par Ohain vole en 1939 suivi de près par le *Gloster Meteor* anglais en 1941 équipé d'un moteur *Whittle-W1*. La figure 1.4 de gauche est un schéma architectural du moteur *Jumo 004* équipant les Messerschmitt 262 à la fin de la seconde guerre mondiale. L'architecture de ce moteur précurseur est proche de certains moteurs actuels. Les injecteurs de carburant sont bien orientés parallèlement aux courants gazeux qui créent le spray dans la chambre de combustion 3. Ce principe d'injection est un système "airblast". Depuis leur premier vol, ces moteurs ont énormément évolué, d'abord sous l'impulsion de la recherche militaire, puis pour des applications civiles liées aux transports long et moyen courrier. Il est difficile de suivre les évolutions propres aux injecteurs "airblast" mais les recherches actuelles montrent que la compréhension de leur fonctionnement permettrait de réduire la production de polluants lors de la combustion.

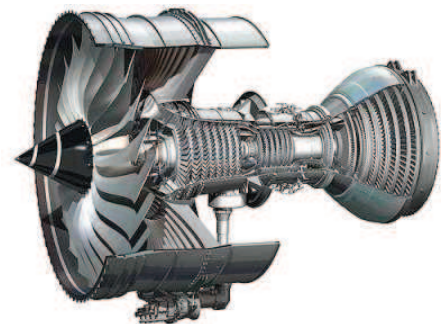
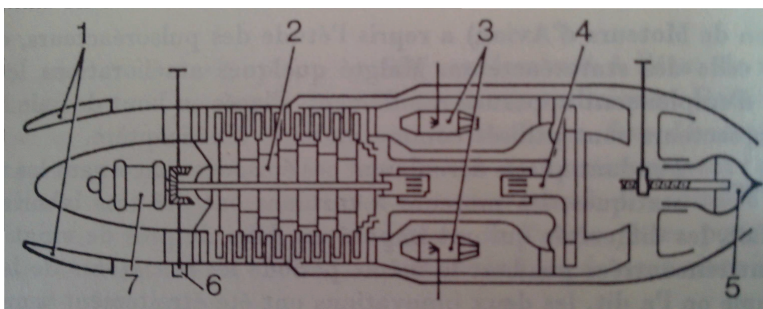


FIGURE 1.4 – Schéma du turboréacteur *jumo 004* de Junker en 1945 d'après Daumas [39] à gauche. 1 : réservoir de combustible, 2 : compresseur axial, 3 : chambre de combustion, 4 : turbine, 5 : cône de tuyère réglable, 6 : pompe à huile, 7 : moteur de démarrage. Moteur moderne *Trent XWB* de *Roll Royce*.

Moteur de fusée à combustible liquide Les avancées en matière de moteur de fusée anaérobie se font parallèlement aux turbomoteurs. Tsiolkovski en 1903 lance les bases théoriques des moteurs anaérobis. Les premières études systématiques sont menées par le physicien américain Robert Goddard à partir de 1920 lorsqu'il abandonne les systèmes de propulsion à poudre. Goddard réalise principalement des essais au sol et propose le principe d'alimentation des tuyères exposé figure 1.5. Le

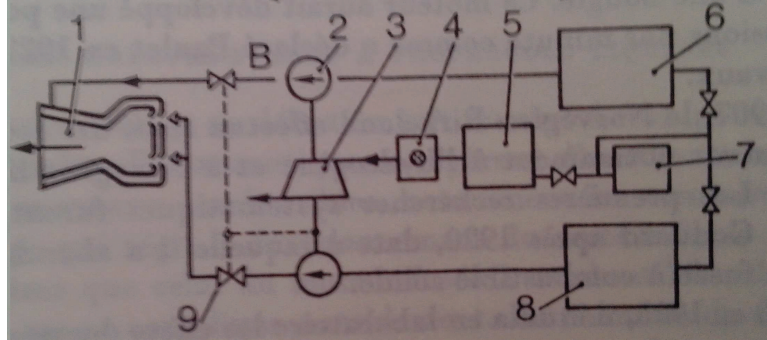


FIGURE 1.5 – Système d'alimentation des fusées à combustible liquide d'après Daumas [39] à gauche. **1** : chambre de combustion, **2** : pompe d'alimentation, **3** : turbine à gaz, **4** : générateur des gaz, **5** : réservoir de peroxyde d'oxygène, **6** : réservoir de carburant, **7** : réservoir de gaz comprimé. **8** : réservoir de comburant, **9** : Système de réglage

carburant issu du réservoir **6** est propulsé par une turbopompe dans le bas de la tuyère pour la refroidir et se réchauffer. Le comburant issu de **8** est propulsé de la même manière jusqu'à rentrer en contact avec le carburant dans la tête de tuyère. Lors de l'injection, le carburant est atomisé par le comburant avant l'inflammation. Le moteur diphasique de Goddard réalise son premier vol en 1932 avec une vitesse de 1185 km/h à 2500 m d'altitude. Durant les années 1930 chaque puissance industrielle développe son missile indépendamment et secrètement. Plusieurs réalisations concrètes voient le jour à travers le monde mais, une fois encore, les plus grandes avancées technologiques voient le jour sous la pression de conflits armés. Le premier vol concluant de fusée V2 de Wernher von Braun a lieu en 1942 avec une poussée de 2500 kg pour une vitesse de 760 m/s . Cette fusée marque le début de l'ère spatiale et sa récupération technologique sera décisive dans les premières années de la guerre froide. La conception de fusée doit répondre à un ensemble de contraintes techniques très pointues souvent liées à la masse des pièces et aux fluctuations de température. Une problématique majeure concerne l'injection diphasique qui prendra diverses formes suivant le couple carburant–comburant utilisé.

1.1.3 Les enjeux industriels de recherche sur l'atomisation assistée

Nous venons de voir comment l'atomisation assistée est apparue dans l'industrie. Ce procédé est actuellement utilisé dans un grand nombre d'applications dont nous précisons les enjeux futurs.

Métallurgie

Étonnamment, le secteur de la métallurgie est un acteur actif de la recherche sur l'atomisation. Dans son rapport pour le ministère de l'enseignement supérieur Yves Brechet et al. 2014 [21] donne une orientation possible des activités de recherche liées à l'industrie de la métallurgie en France. L'émergence commune de production d'acier et d'alliage d'aluminium dans les pays en développement a progressivement fait disparaître la production de masse dans les régions minières européennes. Pour les industries de pointe à forte valeur ajoutée telles que l'aéronautique, des alliages de métaux complexes sont nécessaires. Pour garder la maîtrise technique de ces matériaux, l'industrie métallurgique doit poursuivre leur fabrication. Une des étapes critiques dans l'élaboration d'alliages innovants est le traitement thermomécanique qui améliore les caractéristiques de la structure de ces alliages. Un des procédés utilisés pour refroidir les plaques laminées est l'atomisation assistée d'eau. Pour que le métal garde des propriétés d'isotropie, le spray de refroidissement doit être le plus

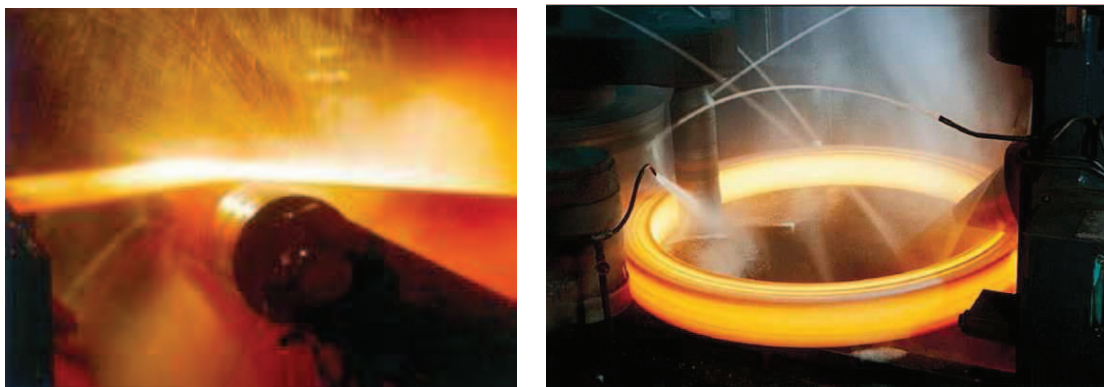


FIGURE 1.6 – Illustration de la phase de refroidissement par spray d’eau de plaques laminées, à gauche, et de bague de roulements, à droite.

homogène possible spatialement et le film de dépôt doit s’évacuer sans refroidir asymétriquement la plaque (illustration figure 1.6). Ce procédé fait donc partie des axes de recherche et développement d’entreprises comme *Arcelor Mittal*. Les verrous technologiques identifiés sont les suivants :

- Comment définir et trouver les actionneurs (jets, spray) assurant la flexibilité du refroidissement d’une surface solide en fonction de conditions imposées (vitesse de défilement du produit, température initiale) ?
- Comment assurer le refroidissement homogène dans la direction transverse à l’aide de films liquides créés par jets ou spray ?
- Comment maintenir un refroidissement optimal à l’aide de jets ou spray tout en diminuant la quantité d’eau utilisée ?

La maîtrise de ces problématiques est une piste pour garder le secteur sidérurgique très compétitif sur les sites européens.

Industrie chimique, pétrochimique, pharmaceutique et agroalimentaire

Les industries chimiques, pétrochimiques, pharmaceutiques et agroalimentaires rencontrent des difficultés dans la caractérisation des films minces dans leurs procédés. Pour l’industrie pétrochimique la problématique concerne le transport combiné de gaz et d’hydrocarbure dans les pipelines. Les recherches portent sur les vitesses optimales des fluides pour limiter les pertes de charge dans les conduites. Pour l’industrie chimique le ruissellement de film mince est utilisé par exemple pour refroidir des parois et l’apparition de gouttes peut être problématique dans certains cas. La figure 1.7 de gauche illustre un procédé d’évaporation de l’eau contenue dans du lait sous l’action de vapeur surchauffée au travers d’une paroi. Ici l’enjeu est de limiter l’atomisation du film de lait afin d’augmenter la part de lait concentré récupérée en sortie de système. Cette industrie réalise aussi des réactions chimiques à flux continu dans des échangeurs liquide–gaz. Comment améliorer le transfert de masse et de chaleur entre un film liquide et un gaz turbulent tout en évitant l’engorgement des échangeurs ? Le problème de l’absorption physique ou chimique d’un gaz dans un film liquide en ruissellement sert par exemple au captage de CO_2 par une solution d’amine pour limiter les rejets de gaz à effet de serre. Les débits de chaque phase doivent être maîtrisés pour garantir la qualité du produit final. Dans ce cadre là plusieurs questions se posent : quelles sont les méthodologies de métrologie déclinables dans un contexte industriel et comment caractériser un écoulement de film liquide à l’échelle industrielle ? La figure 1.7 de droite illustre une application de métrologie utilisée dans l’industrie pétrochimique. Lupeau 2005 [83] travaille sur une méthode pour mesurer simultanément un débit de gaz mais aussi un débit liquide dans une conduite d’extraction de gaz naturel. Lors du captage de gaz à grande profondeur, un phénomène inévitable de condensation a lieu dans les conduites. Il s’ensuit que le gaz est chargé de gouttelettes et qu’un film liquide de déposition se forme. Un séparateur de phase couteux, mais obligatoire, est normalement utilisé pour différencier les taxes sur le gaz et les hydrocarbures. Il

est nécessaire de comprendre les mécanismes en jeu dans la conduite, dont l'atomisation, pour évaluer correctement les deux débits afin d'éviter l'utilisation de séparateurs.

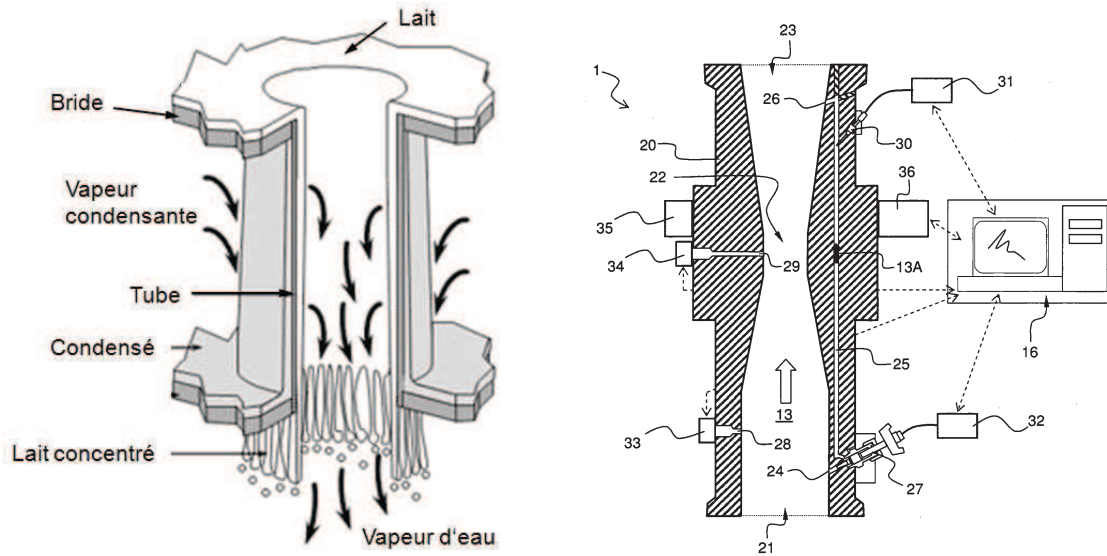


FIGURE 1.7 – Illustration d'application en agroalimentaire et pétrochimie. À droite un évaporateur qui permet de fabriquer du lait concentré et à gauche le brevet *US20130319132 A1* de A. Lupeau [83] pour un débitmètre venturi de gaz humide.

Spatial

Les enjeux de l'industrie des lanceurs de satellite ont beaucoup évolué durant la dernière décennie. D'après Dupas 2010 [44] le marché des mises en orbite de satellites se focalise vers des lanceurs de petite capacité géostationnaire. L'évolution des technologies de communication et de surveillance fait que le lancement de très gros satellites reste rare. La stratégie de l'Agence Spatiale Européenne confirme ce changement de marché en développant le lanceur *Véga* et en créant un pas de tir *Soyouz* sur l'astroport de Kourou. La prochaine fusée *Ariane 6* devra remplacer *Soyouz*. Elle aura une capacité d'emport moindre qu'*Ariane 5* et sa technologie à base de moteurs à propergol solide permettra une meilleure flexibilité et un meilleur coût de fabrication. Cette nouvelle stratégie semble tuer les moteurs à propergols liquide et les recherches associées, notamment au niveau de l'injection qui nous concerne. Il faut garder en tête que pour les plus grosses capacités d'emport le couple cryotechnique oxygène–hydrogène liquide reste le plus performant. Nous pouvons noter aussi que le lanceur privé Antares (premier tir le 21 avril 2013) utilise des moteurs russes *NK-33* fonctionnant au couple kérosène–oxygène. Ce type de moteur utilise aussi des injecteurs diphasiques et leurs performances sont presque aussi bonnes que le couple oxygène–hydrogène. Le développement et la construction de ce lanceur sont basés sur l'utilisation de moteurs existants et fiables.

Dans le cas d'une conquête martienne, avec le schéma préconisé par Robert Zubrin 2004 [134], l'utilisation de très gros lanceurs comme *Saturn 5* est nécessaire et l'optimisation des moteurs cryotechniques peut s'avérer déterminante (illustration figure 1.8 à gauche).

Aéronautique

L'industrie aéronautique est confrontée aux défis énergétiques de notre époque. Les avions doivent voler plus longtemps avec moins de carburant, tout en réduisant leur impact environnemental. Pour répondre à ces problématiques, les motoristes doivent comprendre en détail les mécanismes de combustion en vue de simuler le fonctionnement des futurs moteurs. À l'origine de la combustion, il y a la formation de spray par les injecteurs. L'aéronautique ne se cantonne pas à l'amélioration



FIGURE 1.8 – Essais statique du moteur cryotechnique *Vulcain* équipant *Ariane 5*. Illustration d'un avion du futur équipé de statoréacteurs pour des vols stratosphériques.

simple de l'existant et des sauts technologiques sont recherchés. L'évolution des matériaux de pointe ouvre la porte aux développements de technologies abandonnées au siècle dernier tel que les moteurs stratosphériques. L'illustration 1.8 de droite montre un projet innovant d'avion évoluant à des vitesses supersoniques dans la stratosphère. Pour ces moteurs la problématique de l'injection de carburant perpendiculairement à l'écoulement d'air à faible densité, avec des vitesses supersoniques, est un domaine de recherche crucial.

1.2 Tentative de classification des mécanismes d'atomisation

Presque toutes les applications précédentes font l'objet de recherches scientifiques qu'il est nécessaire de classer pour départager celles qui se rapprochent de notre configuration expérimentale. Nous suivons les travaux de Lightfoot 2009 [81] qui réalise une classification fondamentale de ces procédés. Cet auteur utilise principalement quatre champs. La classe de l'atomiseur, le mode d'atomisation, le type de perturbation déclenchante ainsi que le type de perturbation de rupture. Le premier champ est illustré figure 1.9. La classe de l'atomiseur représente la géométrie de l'injecteur qui peut être : jet (a), feuille plan ou annulaire (b et c), film plan ou annulaire (d et e), instantané (f) et particules discrètes (g et h). Le jet rassemble les géométries où il y a une seule interface entre

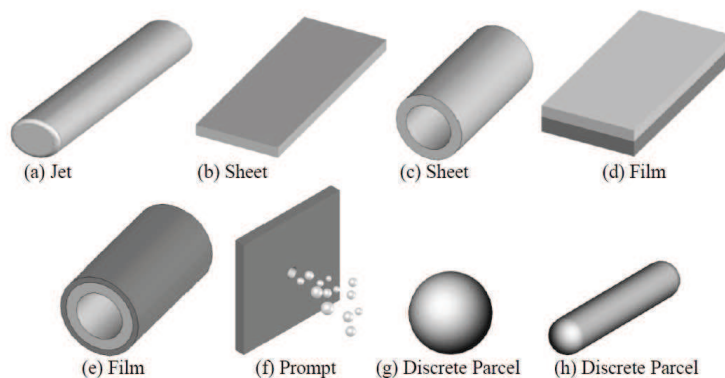


FIGURE 1.9 – Classification des géométries d'injecteur d'après Lightfoot 2009 [81]

liquide et gaz rapide. Un seul paramètre comme le diamètre est suffisant pour décrire la configuration. La catégorie feuille rassemble les géométries où il y a deux interfaces entre liquide et gaz rapide. La forme générale peut être plane mais aussi annulaire ou conique. La troisième catégorie film prend en compte la présence d'une paroi solide comme interface avec le liquide. Cette paroi peut être une zone courte de préformation du film liquide. Les trois dernières catégories (f,g et h) sont beaucoup moins

courantes et s'éloignent fortement de notre expérimentation. Ces types d'atomiseur font appel à des parois vibrantes ou des actionneurs piézoélectriques pour générer de faibles flux de gouttes. Ensuite Lightfoot 2009 compte trois modes d'atomisation indépendants de la classe de l'atomiseur. Soit le liquide s'atomise par grosses structures intermittentes qui se détachent d'un jet principal (Bulk fluid) soit le liquide s'atomise par pelage du jet principal sans détachement (Surface). Le dernier mode est un mixage simultané des deux précédents. Pour compléter cette classification l'auteur énumère sept mécanismes qui créent la déstabilisation initiale :

- Structure du liquide. Des structures déstabilisées peuvent être obtenues en faisant varier les conditions d'injection liquide, par exemple en utilisant un batteur.
- Instabilités hydrodynamiques. Elles constituent le mode de déstabilisation initiale le plus répandu. Elles sont communément de type Rayleigh ou Kelvin–Helmholtz.
- Structure de la phase gazeuse. Des structures initiales périodiques de liquide peuvent être créées sous l'influence de vortex turbulents à grande échelle dans la phase gazeuse ou sous l'impact d'un jet gaz non concourant.
- Fluctuation de pression. Ce procédé consiste à utiliser la cavitation ou l'effervescence dans la phase liquide pour créer les structures initiales.
- Effet de parois. Les géométries complexes, par exemple un tremplin ou une forme hélicoïdale, permettent de conditionner la phase liquide pour générer les structure initiales. Des parois avec de grosses rugosités rentrent dans cette catégorie.
- Perforations. La perforation apparaît dans les injecteurs de type film. Il peut s'agir d'un assèchement local qui voit son origine au niveau moléculaire.
- Formation de particules par bulles. Cette catégorie est très proche de la précédente et nous citons comme exemple le cas d'une paroi chauffée qui crée une ébullition.

La classification continue ensuite et se termine par les mécanismes de rupture qui finissent par créer le spray final étudié ou utilisé. Ces mécanismes sont proches des mécanismes déstabilisateurs initiaux : l'instabilité hydrodynamique, le pelage, l'effet de surface et la perforation. Plus rarement l'interaction entre particules est génératrice de spray pour des flux plus réduits.

Chaque type d'injecteur fonctionne pour des conditions d'injections particulières. Les modes de rupture par instabilité sont efficaces pour les points de fonctionnement pour lesquels ils sont conçus. Le tableau 1.1 synthétise les valeurs physiques rencontrées dans les applications aéronautiques et spatiales. U_g est la vitesse du gaz, la phase la plus rapide, U_l est la vitesse liquide, la phase lente et M le rapport des pressions dynamiques défini comme $\frac{\rho_g U_g^2}{\rho_l U_l^2}$. Suivant le régime de vol d'un avion, croisière ou décollage, le point de fonctionnement des turboréacteurs est différent. Le paramètre M est un bon descriptif de ce point moteur. Ces valeurs nous servent de référence pour la suite afin de déterminer

Type de moteur	Régime de vol	U_g [m/s]	U_l [m/s]	M	ρ_g/ρ_l
Turboréacteur	Décollage	30 – 100	$\approx 1 - 10$	5 – 10	≈ 1000
	Croisière	20 – 40		0.4 – 1	
Moteur fusée	Tout le vol	240	$\approx 10 - 20$	> 15	≈ 50
Diamètre de gouttes générées : $0,1 < D < \text{quelques } mm$					

TABLE 1.1 – Points de fonctionnement classiques des turbomoteurs et engins cryotechniques

pour quelles applications les résultats de nos recherches sont les plus pertinents.

1.3 Laboratoires de recherche travaillant sur l'atomisation assistée

Nous avons vu en section 1.1.3 que les enjeux industriels autour de l'atomisation assistée sont forts. Un grand nombre de laboratoires de recherche à travers le monde travaille sur ce thème. Nous présentons ici des laboratoires européens avec lesquels nous avons interagi qui mènent des expérimentations innovantes liées au contexte aéronautique et spatial. Cette liste n'est pas exhaustive

et certains groupes que nous verrons dans la section suivante se concentrent d'avantage sur les simulations numériques de ces écoulements.

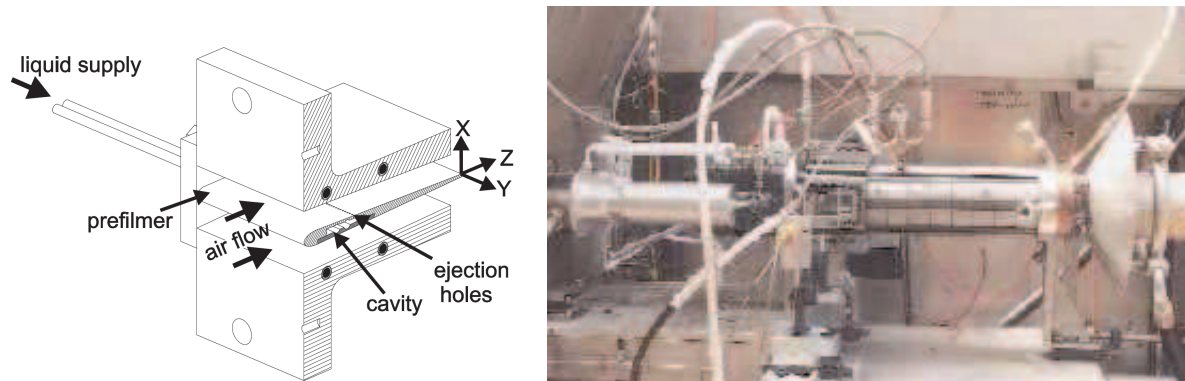


FIGURE 1.10 – A gauche Injecteur a fort longueur de préfilming du KIT d'après Gepperth 2012 [50] à droite le banc Mascotte de l'Onera.

1.3.1 London Imperial College

La division thermique des fluides du Collège Impérial de Londres aborde l'atomisation par des simulations numériques ainsi que des expérimentations sur des jets coaxiaux. Ce laboratoire développe son code de modélisation propre utilisant la méthode *Volume of Fluid* pour simuler des écoulements diphasiques. Ils développent aussi une approche hybride à la fois eulérienne et lagrangienne pour les suivis de particule dans le spray. Une grande part des travaux de recherche de ce laboratoire concerne les méthodes de mesure de granulométrie et de vélocimétrie de fluide à l'aide de laser. Ce laboratoire est précurseur dans le développement et l'exploitation des méthodes *Laser Doppler Velocimeter*, *phase Doppler velocimeter*, *shadow Doppler velocimeter*, *particle tracking velocimeter* et *Particle Image Velocimetry*.

1.3.2 KIT

L'institut de Technologie de Karlsruhe en Allemagne travaille sur plusieurs configurations d'injecteurs. Parmi ces configurations nous retrouvons l'injecteur coaxial classique ou un injecteur à double spirale (swirl). Le banc d'atomisation est conçu pour travailler à des pressions de service supérieures à la pression atmosphérique, environ 10 bar, afin de reproduire des rapports de densité plus proches de la réalité. Les injecteurs spiralés se retrouvent communément dans les turboréacteurs modernes. Une configuration plane, illustrée figure 1.10 à gauche, est aussi utilisée pour étudier les effets de la longueur de préfilming sur la taille finale des gouttes. Des caméras hautes cadences, ainsi que des systèmes de vélocimétrie laser par effet Doppler, instrumentalisent ces expériences. Du point de vue des simulations numériques, le KIT privilégie l'approche innovante du *Smoother Particle Hydrodynamics Method* pour simuler les interactions entre fluide et flamme. L'approche SPH est lagrangienne. Les fluides sont divisés en éléments de volumes qui sont ensuite suivis dans l'espace lagrangien. Les interactions entre particules sont directement dérivées des équations de Navier-Stokes.

1.3.3 ONERA

L'Office national d'études et de recherches aérospatiales est le principal centre de recherche français dans le domaine de l'aérospatiale. Son domaine d'expertise est large. Dans le cadre de l'atomisation assistée, l'Onera utilise plusieurs bancs expérimentaux dont le banc *Mascotte*, figure 1.10 de droite. Le banc *Mascotte* a été développé pour l'étude de la combustion dans les moteurs cryotechniques de lanceurs spatiaux tels que le Vulcain ou le Vinci. Il est destiné, principalement, à l'étude des

processus élémentaires - dont l'atomisation - mis en jeu lors de la combustion oxygène liquide-hydrogène (LOX/H_2) à la sortie d'un élément d'injection coaxial. Ce banc peut fonctionner 150 s à une pression de 70 bars, ce qui convient pour travailler au-dessus de la pression critique de l'oxygène (50,4 bars) avec une marge suffisante. De nombreux outils de simulation sont aussi développés dans cet établissement notamment le code CEDRE qui utilise une méthode *Level Set Ghost Fluid* pour les écoulements diphasiques.

1.3.4 CORIA

Les domaines de recherche du CORIA couvrent des études fondamentales et appliquées sur les écoulements réactifs ou non réactifs : écoulements diphasiques, phénomènes de mélange turbulent, combustion, plasmas. Les mécanismes physiques et les procédés menant à la réduction des émissions polluantes dans les systèmes réactifs constituent des axes prioritaires de recherche. Pour l'atomisation assistée le Coria possède des injecteurs monophasiques principalement. L'étude granulométrique des sprays au travers de techniques par ombroscopie est complétée par des simulations. Deux codes sont utilisés : ARCHER et YALES2 qui est basé sur une méthode de volumes finis de quatrième ordre spécialement adaptée à la géométrie complexe.

1.4 Le cadre des recherches antérieures au LEGI

Les applications industrielles ciblées au LEGI dans le cadre des études sur l'atomisation assistée sont en priorité l'industrie aéronautique et spatiale.

1.4.1 Les atomiseurs utilisés

Nous utilisons deux banc expérimentaux : le premier est le banc d'atomisation plan, figure 1.11 à gauche, et le second est le banc coaxial, figure 1.11 à droite. D'après la classification précédente l'injecteur plan est de classe *Film* avec un mode d'atomisation *Surface* alors que l'injecteur coaxial est de classe *jet* avec un mode d'atomisation combiné de *Surface* et *Bulk Fluid*. Dans les deux cas la formation de structure initiale ainsi que le mode de rupture est de type *Instabilité hydrodynamique*.

Les mêmes jeux de mesures sont réalisables sur les deux injecteurs. Ils peuvent être utilisés

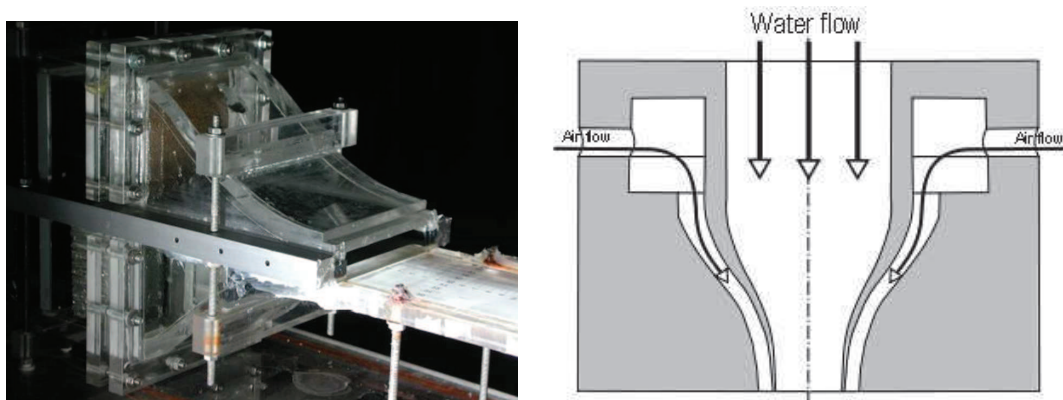


FIGURE 1.11 – Expérimentations du LEGI. Illustration du banc expérimental plan à gauche et schéma en coupe de l'injecteur coaxial à droite.

distinctement pour l'étude de mécanismes particuliers. L'injecteur coaxial permet d'étudier plus particulièrement les phénomènes à grande échelle comme le *Flapping*. Cette instabilité ne peut s'observer sur une surface de préfilming. L'injecteur plan sert en particulier à l'étude du pelage interfacial appelé *Stripping*.

1.4.2 Les mécanismes identifiés qui aboutissent à l'atomisation par *épluchage*

La figure 1.12 illustre la succession des mécanismes identifiés jusqu'à présent, qui aboutissent à l'atomisation par *stripping* depuis l'injection des phases séparées. En premier l'interface eau gaz est

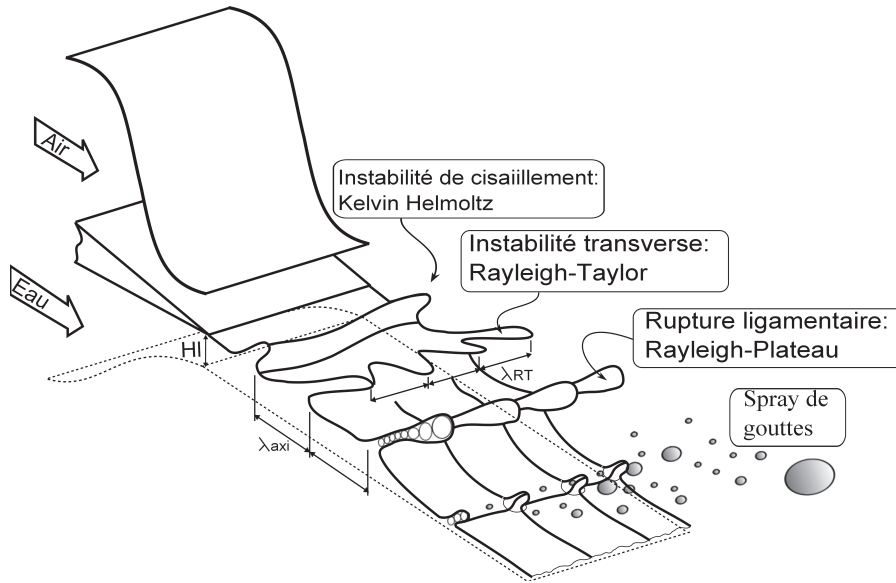


FIGURE 1.12 – Illustration des mécanismes successifs produisant le spray de goutte sur le banc expérimental d'atomisation plane

déstabilisée sous l'effet du cisaillement entre les phases. Ce mécanisme a fait l'objet de beaucoup de mesures différentes. Nous allons voir dans la section 3 que les résultats peuvent varier en fonction de la technique de mesure ainsi que de la configuration expérimentale. Expérimentalement, il est possible de mesurer la fréquence des oscillations, leur longueur d'onde, le taux de croissance ainsi que la vitesse de convection de phase. La deuxième étape est l'instabilité hydrodynamique transversale qui se développe sur les crêtes des vagues dues au cisaillement. Les mesures sur ce mécanisme sont beaucoup plus complexes à réaliser et peu de données sont disponibles. La croissance conjointe de ces deux instabilités permet le développement de ligaments liquides par élongation sous l'action du courant gazeux à forte vitesse. Ces ligaments se déstabilisent à leur tour avant de se briser en gouttelettes qui forment alors un spray. Lorsque les ligaments se rompent nous parlons d'atomisation primaire. Tous les mécanismes de coalescence ou de division de gouttes concernent l'atomisation dite secondaire.

1.4.3 Rapide historique des études

Au total quatre thèses se sont succédées sur la thématique de l'atomisation assistée, au LEGI. La mise en place de l'injecteur plan est initiée durant la thèse de Raynal 1997 [112]. Il réalise la qualification du banc ainsi que les premières mesures concernant les aspects géométriques du spray. En premier il étudie la longueur liquide intacte L , communément appelée dard liquide, par une méthode d'ombroscopie. Pour une large gamme de U_l et de U_g il obtient une relation entre L et M dans un modèle phénoménologique : $L/H_l = 12/\sqrt{M}$.

Ensuite Raynal étudie l'angle d'ouverture du spray : α_{spray} . L'évolution de α_{spray} en fonction de U_g est complexe et aucun modèle simple n'est trouvé. La part la plus importante de ses travaux concerne la mesure de fréquence de l'instabilité de cisaillement. Ses données pour $M > 4$ (tous U_l confondus) sont reportées figure 1.13 motif •. Il mène une analyse de stabilité de la couche de mélange en utilisant un profil de vitesse avec les épaisseurs de vorticité gaz δ_g et liquide δ_l . L'ajout de ces longueurs caractéristiques, plus précisément de δ_g permet de trouver des longueurs d'onde théoriques en accord avec l'observation. Avec une mesure au fil chaud de δ_g Raynal trouve une loi d'échelle de la fréquence des instabilités de la forme : $f_{mes} = C_{axi} \cdot U_g^{3/2}$, ligne continue figure 1.13.

La thèse de Marmottant 2001 [85] concerne un peu plus particulièrement l'injecteur coaxial.

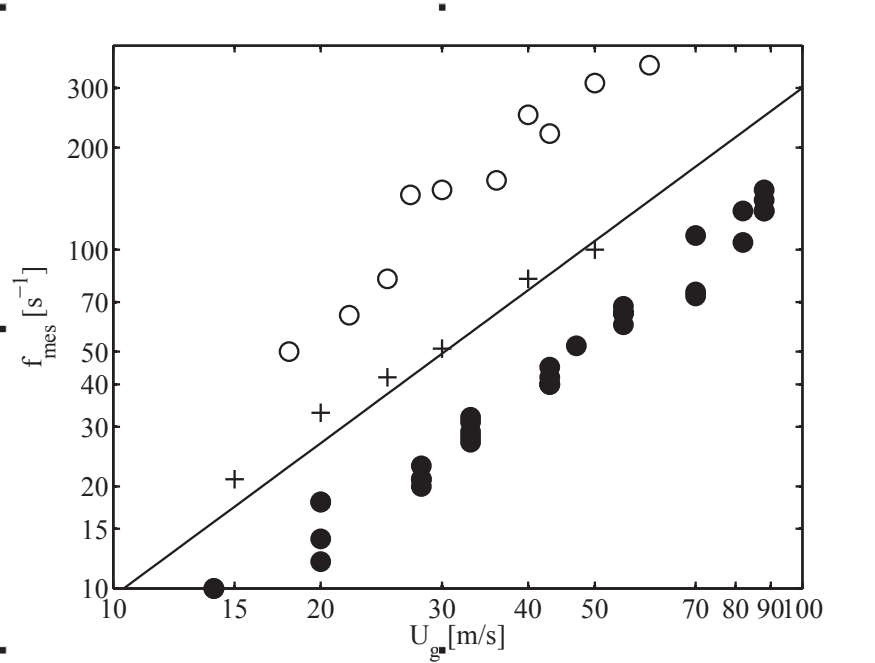


FIGURE 1.13 – f_{mes} en fonction de U_g pour tout les $M > 4$. • : Raynal, ○ :Marmottant, + :Ben Rayana ,ligne continue : $C_{axi} \times U_g^{3/2}$

Marmottant reprend et complète les données de Raynal sur l'instabilité primaire. Ses données sont reportées figure 1.13 motif ○. La tendance observée par Marmottant est identique à celle de Raynal mais le préfacteur C_{axi} est bien plus grand. L'étude vidéo du jet coaxial montre que l'instabilité transverse est à l'origine de la formation de ligaments. Il détermine la longueur d'onde théorique de cette instabilité transverse par une analyse de stabilité suivant un modèle de Rayleigh–Taylor et de Faraday. Dans ces modèles une accélération radiale des vagues (normales à la surface) est prise en compte. Marmottant se focalise plus sur la production de gouttes et met en avant le mécanisme de brisure ligamentaire à l'aide d'une expérience spécifique. Il montre que la brisure ligamentaire donne une distribution de tailles de gouttes qui suit une loi gamma dont un paramètre de contrôle est le volume initial du ligament. Par extension, la distribution dans le spray associé doit suivre une loi en décroissance exponentielle.

La thèse de Hong [58] concerne essentiellement la granulométrie du spray sur les deux configurations. Il adapte le système de sonde optique utilisé initialement dans la mesure de taille de bulles pour mesurer des tailles de gouttes. Ces travaux permettent d'établir les variations spatiales des caractéristiques de spray pour plusieurs points de fonctionnement. Il propose aussi une alternative au modèle d'instabilité transverse de type Rayleigh–Taylor. En intégrant dans ce modèle la valeur théorique de la longueur d'onde longitudinale, Hong trouve que le diamètre des gouttes dépend de $U_g^{-5/4}$. Ses mesures en sonde confirment ce modèle bien que certains régimes à faible U_g sortent de la tendance.

Pour finir la thèse de Ben Rayana [13] s'intéresse au régime particulier des forts rapports de pression dynamiques. Il reprend les mesures de Raynal sur la fréquence de l'instabilité de cisaillement, figure 1.13 motif +. Là où la différence entre le C_{axi} de Raynal et de Marmottant est imputable, soit à l'orientation du spray par rapport à la gravité, soit à la forme de l'injecteur, le C_{axi} de Ben Rayana devrait être identique au premier jeu de mesure, ce qui n'est pas le cas. Les mesures de L sont aussi étendues sur des M plus forts et un régime de recirculation de l'air bloquant le liquide pour $M > 30$ est mis en avant. Ben Rayana construit un modèle pour le flux de goutte en sortie d'injecteur basé sur la même approche que le modèle de L . Les flux mesurés avec une sonde optique confirment la validité de ce modèle. Ben Rayana examine aussi l'influence de l'épaisseur de lèvre séparatrice e ainsi que de l'épaisseur de gaz H_g . Il note que les fréquences baissent significativement en faisant un saut lorsque

e devient plus grand que δ_g . L'effet notable de H_g est interprété comme du à la variation associée de δ_g .

À l'issue de ces travaux la différence de préfacteur dans la dépendance entre δ_g et f_{mes} entre les auteurs cités n'est toujours pas correctement comprise. Il reste aussi plusieurs paramètres à étudier comme l'épaisseur liquide ou des rapports de densité et de viscosité plus petits.

Un étude complémentaire à l'ONERA et du LEGI durant la thèse de Lalo 2006 [76] complète les études du LEGI. Cette auteure s'intéresse à des épaisseurs de liquide plus proches des injecteurs réels, $H_l = 0, 3$ et 1 mm pour un H_g grand et égal à 46 mm . Les modèles phénoménologiques de taille de goutte ainsi que de longueur d'onde longitudinale et transverse sont testés sur cette configuration. En ce qui concerne λ_L Lalo trouve des changements de tendance et de valeurs avec U_g lorsque H_l passe de 1 à 0, 3 mm . Pour le D_{32} un bon accord est trouvé avec le modèle Hong-Varga avec $D_{32} = 0, 39\lambda_T + \text{cte}$. Le tableau 1.2 montre l'ensemble des données collectées sur l'injecteur plan du LEGI et sur le banc de l'ONERA.

Auteur	Mesure	U_g [m/s]	U_l [m/s]	M	H_l [mm]	ρ_l/ρ_g	Géométrie ou particularité
Raynal	f_{longi}	10 – 110	0, 52 – 2, 8	2 – 8	10	1000	effet de $\sigma = 34e^{-3} N/m$
	L_{dard}	10 – 100	0, 14 – 0, 8				
	α_{spray} et β_{spray}	20 – 80	0, 11 – 1, 11				
Hong	λ_T	20 – 90		16	10	1000	M constant position $x = L_{dard}$ et $z = H_l$ $0 < x/2H_l < 5$ et $0 < y/2H_l < 2$
	$d_{10}, d_{32}, J_l, \phi_0$	20 – 90					
	Balayage spatial	60					
Ben Rayana	f_{longi}, λ_L	15 – 60		16	10	1000	$150 < e < 2200$ et $H_g = 5, 10, 20$
	Ki	15 – 30	0, 09 – 0, 22				
	λ_T L_{dard}	15 – 50 30		16 $1 - 10e^4$			
	$d_{10}, d_{32}, J_l, \phi_0$	20 – 90		16			
Lalo	λ_L λ_T	30 – 90	0, 4 – 2, 4	0, 18 – 61	0, 3 et	1000	Injecteur plan vertical $H_g = 46 \text{ mm}$
	D_{32}	60 – 100	0, 9 – 2, 32	0, 8 – 15	1		

TABLE 1.2 – Synthèse des mesures effectuées sur le banc d'atomisation plan

1.4.4 Les simulations réalisées en parallèle

Parallèlement à toutes ces études expérimentales, beaucoup d'efforts sont engagés sur la simulation de l'atomisation assistée. L'ANR DYNAA "*Dynamique de l'atomisation assistée*" entre 2005 et 2009 est un exemple d'efforts fournis par plusieurs des laboratoires spécialisés dans la simulation numérique pour parvenir à franchir des difficultés importantes. Cet ANR a pour objectif de créer un atomisateur virtuel.

Au démarrage de cette ANR les simulations tentées sur grille fixe rencontraient des instabilités numériques rédhibitoires ne permettant pas d'atteindre les régimes d'intérêt scientifique et technologique. Une solution mise en place consiste à utiliser un maillage adaptatif pour réduire les temps de calcul. Le code opensource *Gerris* possède cette particularité. Le maillage généré par *Gerris* est un mélange de grilles structurées (Cartésiennes ou curvilignes) et de grilles non structurées (maillages triangulaires, tétraédriques, etc.) qui s'adapte au cours de la simulation en fonction de critères choisis, par exemple un raffinement dynamique de la grille au voisinage de gradients locaux. L'utilisation de

raffinement de maillage permet des économies considérables en taille mémoire et temps de processeur, estimées à un facteur 20. Ces méthodes procurent une opportunité d'accélérer le développement de calculs réalistes.

Une difficulté concerne la simulation de rapport air-eau. De nouveaux modèles et schémas sont mis en place, qui améliorent considérablement le calcul de la tension de surface en faisant appel soit aux fonctions level-set (CERT-ONERA) soit aux fonctions de hauteur (Popinet 2009 [109] et Bagué et al. 2010 [7]). Les clés de ce succès, outre de meilleures méthodes pour la tension de surface, sont un certain nombre d'adaptation des méthodes, comme une amélioration de la robustesse du solveur de Poisson.

Les résultats obtenus par simulation sont réalistes mais ils ne permettent pas de comprendre mieux les phénomènes d'instabilité. Sur l'analyse des longueurs d'ondes transverses intervenant dans l'épluchage, figure 1.14, le calcul numérique montre des résultats qualitatifs en accord avec les expériences, mais il manque une étude quantitative complète permettant la vérification d'hypothèses sur la dépendance de la longueur d'onde par rapport aux paramètres. Tout comme l'écoulement réel, les simulations montrent une situation d'une extrême complexité.

Ce calcul a été réalisé sur 512 processeurs à des conditions air-eau à très haute pression (ratio de densité 25 au lieu de 800 dans l'expérience). Une autre difficulté est la simulation du brouillard dense

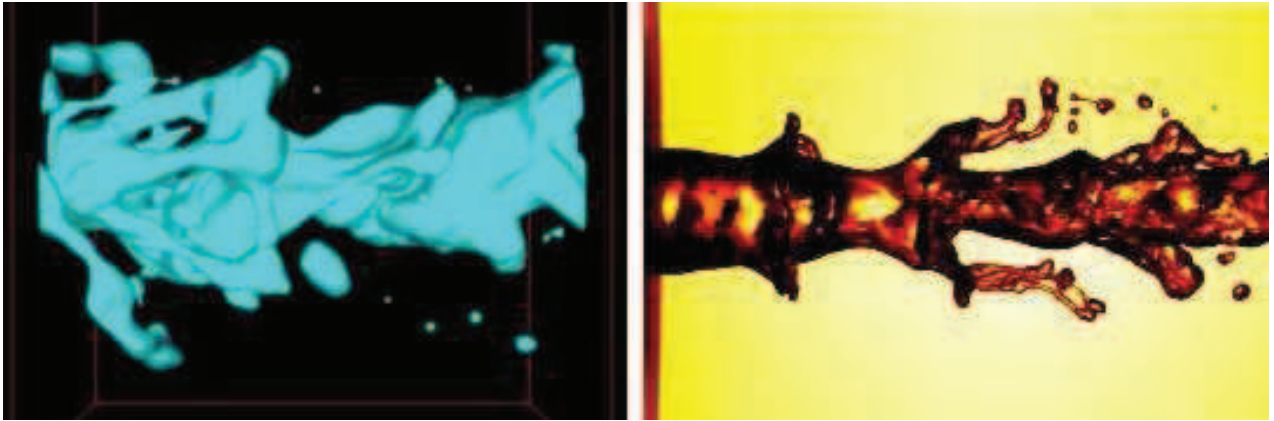


FIGURE 1.14 – Simulation Ghost Fluid Level-set de l'atomisation d'un jet liquide, comparaison qualitative de la dynamique ligamentaire d'après le rapport ANR Dynaa [132]. A gauche simulations et a droite expérimentation

créé par l'atomisation est la prise en compte de la rupture secondaire des gouttes et de la coalescence. La prise en compte de la coalescence entre les différentes classes dans une approche Euler-Euler n'est pas aisée. Des méthodes de type Direct Quadrature Method Of Moments (DQMOM) de Marchisio et Fox 2005 [84] ont été proposées pour tenir compte de la coalescence dans l'équation de transport de la masse. L'ANR DYNAA a donc permis de faire des avancées considérables dans la simulation d'écoulement diphasique. Bien que toutes les instabilités numériques ne soient pas solutionnées, le cas des rapports de densité proche de 1000 ou d'un fort écart de vitesses entre le gaz et le liquide (10 à 100 m/s) peut maintenant se simuler. Les coûts de calcul sont grands pour des durées physiques pas encore assez longues pour obtenir des statistiques de gouttes fiables.

D'un point de vue industriel, les coûts de simulation d'une injection, puis d'une combustion, sont largement en dessous des coûts générés par une campagne de mesure sur prototype. Les motoristes sont donc intéressés par les simulations d'atomisations fiables. Pour tester la fiabilité des codes de calcul, des confrontations avec des expériences académiques, *cas test*, sont donc nécessaires.

1.5 Le contexte de notre thèse

Notre thèse prend la suite des travaux de Ben Rayana 2007. Elle se situe également dans le cadre de plusieurs projets collaboratifs : le projet européen "Fuel Injector Research for Sustainable

Transport”, l’ANR ”Atomisation Assistée Virtuelle” (2010–2013) qui fait suite à l’ANR DYNAA, et le GDR ”Ruissellement et films en écoulements cisaillés” et du groupement ”Initiative en Combustion Avancée” associant SAFRAN, CNRS et ONERA.

1.5.1 Suite des travaux antérieurs

L’ensemble des travaux antérieurs ont mis en valeur plusieurs problèmes majeurs :

- Pourquoi existe-t-il une différence dans les préfacteurs C_{axi} dans les mesures de tendance de l’instabilité longitudinale ? Cette différence provient-elle des méthodes de mesure ou d’un paramètre de l’expérimentation non compris pour le moment ? La différence de géométrie entre l’injecteur plan et axisymétrique est elle à l’origine de cet écart ?
- Quel modèle de l’instabilité transverse est le plus fiable pour la prévision de taille de goutte ?
- Comment des gouttes peuvent-elles être éjectées avec un angle supérieur à 55° alors que l’ensemble des flux suit une trajectoire horizontale ?
- Comment la dépendance entre λ_L et U_g évolue-t-elle lorsque H_l devient petit ?

Le tableau 1.2 nous informe qu’une grande part des mesures réalisées concernent le régime particulier de $M = 16$. Le tableau 1.1 nous montre que ce point de fonctionnement est propre aux moteurs cryotechniques. Pour les turboréacteurs le point de fonctionnement est variable et nous devons explorer des M beaucoup plus faibles pour répondre aux problématiques des motoristes concernés.

Ces mêmes motoristes s’orientent de plus en plus vers des injecteurs avec une zone de préfilming très mince qui semble garantir un spray fin. Le banc d’atomisation plan ne permet pas d’étudier le paramètre d’épaisseur liquide et il devient nécessaire de le faire évoluer. Nous avons donc modifié le banc pour comprendre comment les instabilités et le spray qui en découle changent lorsque H_l diminue.

L’ensemble de ces recherches s’intègrent dans la feuille de route élaborée par le groupement INCA, qui coordonne les efforts de recherche à l’échelon national dans les domaines de la propulsion aéronautique et spatiale. Ce groupe associe depuis 2002 SAFRAN, ONERA et CNRS (<http://www.inca-combustion.fr>) autour de quatre thèmes :

- Dynamique de la combustion et son contrôle.
- Injection et Mélange.
- Émissions et Environnement.
- Phénomènes pariétaux et Rayonnement.

Nos investigations sur l’épaisseur d’injection H_l correspondent plus particulièrement aux thèmes du GDR ”Ruissellement et films en écoulements cisaillés”. Ce GDR rassemble des acteurs industriels principalement liés au secteurs agroalimentaires ou sidérurgiques dont les enjeux de maîtrise d’épaisseur de film sont décrits section 1.1.3. En parallèle de ces projets, et dans le cadre d’échange scientifiques du programme **STAR** avec la Corée du sud, nous avons réalisé une étude spécifique d’injecteur kérosène/oxygène de type Gas-Centered Swirl Coaxial (GCSC). La géométrie de ces injecteurs utilisés dans les moteurs du lanceur Coréen développé au **Korea Aerospace Research Institute** est différente de la notre. Ces travaux, Marty et al. 2011 [93] ainsi que Hong et al. 2013 [62], ne seront pas exposés dans ce manuscrit.

1.5.2 Comparaison entre simulations numériques et expérimentation

Au début des années 2000, de nombreux groupes se sont investis dans le développement de simulations numériques incorporant le suivi d’interfaces : on peut citer G. Tryggvason (Univ. Notre Dame) ; M. Herrmann (Arizona State) ; R. Scardovelli (Bologna) ; O. Desjardins (Cornell) ; M. Raessi (Dartmouth) en collaboration avec H. Pitsch (Stanford et Aachen) ainsi que les équipes participantes à l’ANR DYNAA de 2005 [132] : S. Zaleski (Institut d’Alember) ; J–L. Estivalezes (CERT–ONERA) ; O. Simonin (IMFT) et enfin l’équipe du CORIA.

Nous avons vu précédemment que des problèmes d’instabilité numérique émergeaient systématiquement dès que les rapports de masse volumique dépassaient un seuil critique (entre 10 et 50 suivant la

géométrie). Par ailleurs, leur capacité à reproduire les situations d'atomisation assistée reste très limitée. En particulier, l'effet des conditions en amont du jet, dans le corps de l'injecteur (profil de l'écoulement moyen, intensité de la turbulence, spectre des fluctuations, forme et taille de la sortie...) est encore difficile à appréhender, et les comparaisons quantitatives avec la réalité expérimentale sont inexistantes. L'ANR VAA qui débute en 2009 [29] se fixe deux objectifs dans ce contexte :

- comprendre et maîtriser l'ensemble des mécanismes physiques qui pilotent la formation des gouttes en atomisation assistée
- élaborer les premiers prototypes d'outils de simulations directes de l'atomisation assistée qui soient fiables et validés.

La méthode suivie repose sur la comparaison systématique entre expériences et simulations à chaque étape du projet. Trois laboratoires, le CORIA, IMFT et l'institut d'Alembert, sont chargés de réaliser des simulations numériques sur les configurations réelles étudiées au LEGI. Ces simulations sont réalisées avec les codes de calcul propres à chaque laboratoire.

- Le code GERRIS fondé sur une approche « VOF » (Volume of Fluid) incompressible avec maillage adaptatif hiérarchique (octree) incluant un suivi Lagrangien des inclusions fines, développé par le laboratoire IDA,
- Le code DYJEAT basé sur une approche « Level-Set » et « Ghost Fluid » développée à l'ONERA qui intègre une technique de conservation globale de la masse, une méthode de raffinement automatique de maillage parallélisée et qui, en collaboration avec l'IMFT, a été étendu à un traitement compressible des deux phases,
- Le code ARCHER exploitant une approche combinant « Level-Set », « VOF », « Ghost Fluid » en incompressible avec maillage adaptatif par blocs localisés, développé par le CORIA.

Le projet est divisé en plusieurs tâches chronologiques. La première consiste à lever les instabilités numériques en s'aidant de cas test pertinents et surtout en comparant l'efficacité propre de chaque méthode de calcul. Cette étape permet de prolonger les durées de calcul et d'augmenter les rapports de densité. La deuxième tâche consiste à contrôler la présence des mécanismes de *stripping* et *flapping* dans les simulations en comparant avec les expériences du LEGI. Les simulations utilisées sont idéalisées pour limiter les puissances calculs nécessaires (modèle 2D). La dernière tâche consiste à utiliser toute les avancées techniques précédentes pour simuler un cas précis en 3D en vue d'obtenir une distribution de taille de goutte simulée. Dans le même contexte de comparaison aux simulations nous participons au projet européen FIRST [2]. Ce projet associe des acteurs académiques et industriels (Rolls-Royce, Snecma, Turboméca, MTU, Avio) sur la problématique de l'atomisation, de la combustion et de la formation de suies.

1.6 Plan de thèse

Pour aider à la lecture de ce manuscrit, nous expliquons ici son organisation. Hormis le chapitre de qualification du banc expérimental, chaque chapitre est divisé en quatre sous partie : *Bibliographie*, *méthodologie*, *effet de M* , au travers des variables U_g et U_l , et *effet de H_l* . Nous avons au total quatre parties principales qui suivent un déroulement logique qui part de l'entrée de la zone d'étude vers sa sortie. Ce cheminement est identique aux précédentes thèses mais ne suit pas toujours l'historique de la collecte des données :

- Chapitre 2. Le banc d'atomisation plan doit subir des modifications pour couvrir des plages de paramètres plus larges. Nous expliquons dans ce chapitre comment le banc d'atomisation plan est requalifié à l'aide d'instruments de mesure et de méthodologie tout à fait classiques. Nous clarifions ainsi les différentes configurations possibles de cet injecteur qui seront utilisées par la suite. Ce chapitre ne contient pas d'étude bibliographique.
- Chapitre 3 et 4. Nous regardons ici spécifiquement l'entrée de la zone d'étude soit l'instabilité de cisaillement. Nous mesurons principalement des fréquences d'instabilités avant de les comparer à des modèles théoriques. Dans ces chapitres, les résultats expérimentaux sont principalement exposés suivant leur ordre chronologique de réalisation.

- Chapitre 5 et 6. Nous détaillons dans ces chapitres les mesures de la géométrie globale de l'écoulement. En priorité nous étudions la longueur de dard liquide ainsi que l'épaisseur de film résultant. Nous étudions aussi l'angle d'éjection des gouttes.
- Chapitre 7. Nous finalisons ce manuscrit par les mesures de granulométrie qui se situent en sortie de zone d'étude.

La figure 1.15 montre comment les chapitres sont agencés en fonction des études réalisées.

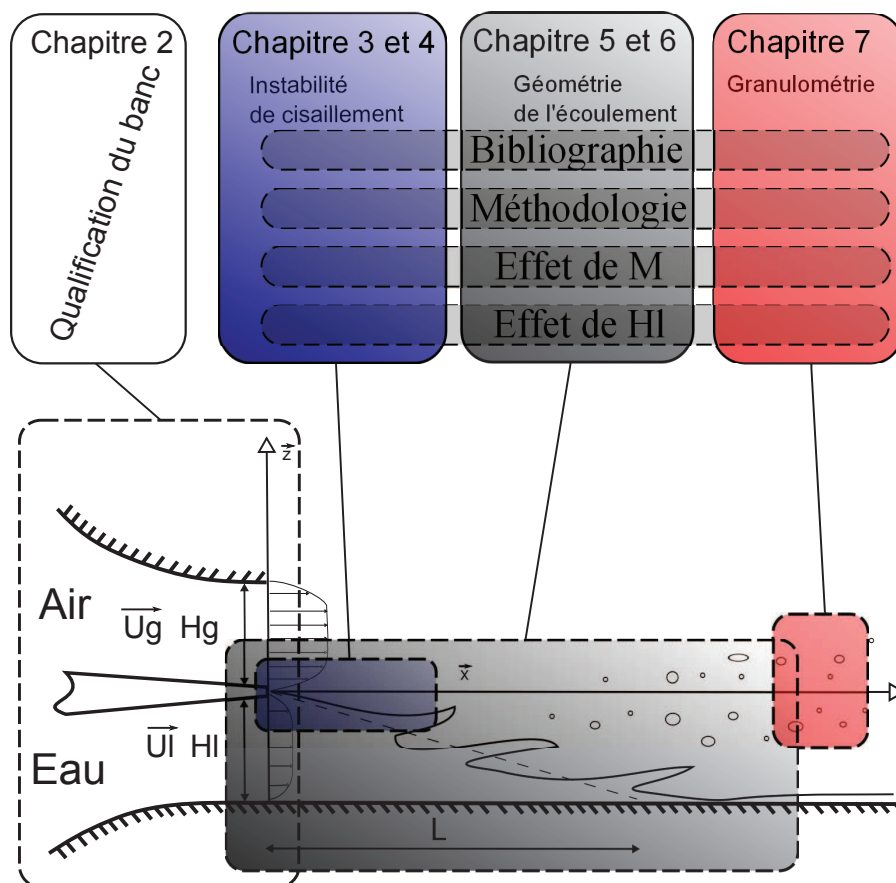


FIGURE 1.15 – Plan de thèse

Chapitre 2

Les moyens expérimentaux

Un aspect nécessaire et incontournable d'un travail de recherche expérimental est de connaître les capacités des moyens expérimentaux utilisés lors des expérimentations. Les moyens expérimentaux sont, d'une part l'ensemble des techniques de mesure, et, d'autre part les bancs d'expérimentation. Les techniques de mesure peuvent être classiques dans le sens où leur utilisation ne pose aucun problème d'interprétation. Elles peuvent aussi être des techniques en cours de développement où la connaissance des biais et erreurs de mesure n'est pas ou peu renseignée. Dans cette section nous présenterons tout d'abord le banc expérimental d'atomisation plan ainsi que les moyens classiques pour le caractériser et régler ses points de fonctionnement.

2.1 Architecture du banc d'atomisation plane

Comme nous l'avons vu en introduction, l'objectif de nos travaux de thèse est d'étudier le fonctionnement et les caractéristiques géométriques des injecteurs diphasiques. Ceux-ci présentent des géométries et des dimensions imposées en partie par des contraintes industrielles de fabrication ou de conception.

Au LEGI deux bancs expérimentaux d'atomisation assistée sont disponibles : un axisymétrique dont

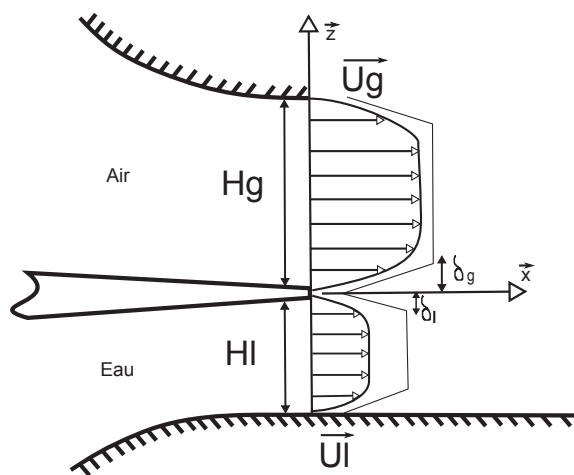


FIGURE 2.1 – Illustration du banc expérimental plan, à gauche, et profil de vitesse des deux phases à l'injection générée par ce banc, à droite.

la géométrie rappelle la forme des injecteurs industriels et un banc plan utilisé pour nos études. Le banc axisymétrique permet aussi d'étudier les instabilités à grande échelle telle que le *flapping* du jet liquide, analogue au battement d'un drapeau [90]. L'objectif du banc d'atomisation plane est de générer un écoulement dont le profil de vitesse est présenté figure 2.1 à droite afin d'étudier le spray

produit tout en s'affranchissant des instabilités à grande échelle. Pour générer ce profil de vitesse le banc expérimental doit permettre un réglage fin de U_g et U_l . La première configuration de ce banc a été conçue et éprouvée par Raynal 1997 [112]

2.1.1 Rappel de conception et caractéristiques initiales

La configuration initiale de l'injecteur est présentée figure 2.2. Il est composé de deux canaux de section rectangulaire $100 \times 100 \text{ mm}^2$ superposés et séparés par une plaque en aluminium. Dans cette configuration, les canaux d'alimentation en gaz et en liquide ont la même configuration géométrique.

Dans chacun des deux canaux, le fluide est laminarisé en utilisant des nids d'abeille, filtres à

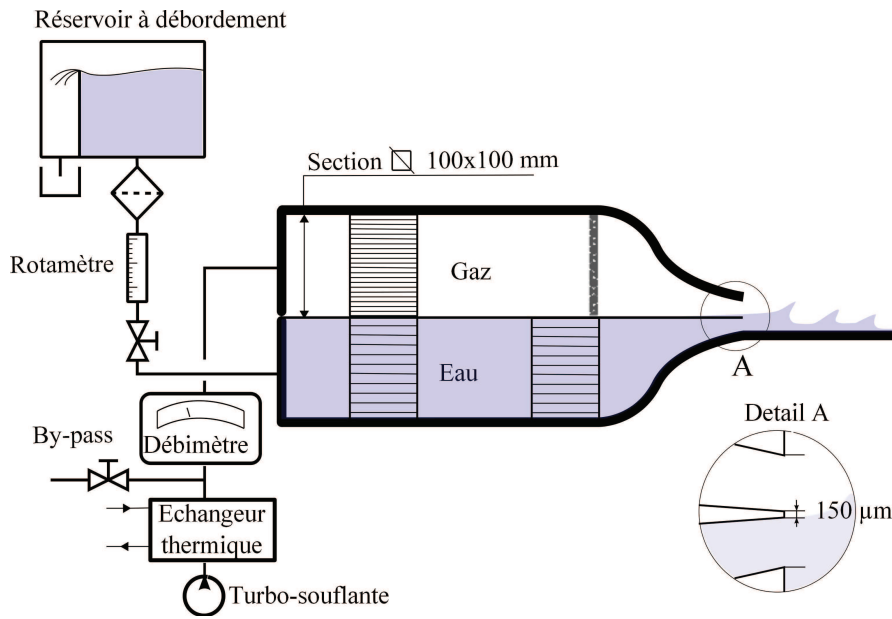


FIGURE 2.2 – Schéma structurel du banc d'atomisation plan dans sa version initiale. Configuration N°1

turbulences, qui ont la particularité de casser les grosses structures turbulentes. Pour le gaz un poreux joue ce même rôle pour une échelle de taille de structure nettement inférieure. Les convergents qui terminent les canaux ont deux fonctions : ils accélèrent les fluides tout en écrasant les couches limites turbulentes. Le profil du convergent est choisi afin de garantir la re-laminarisation de la couche limite turbulente. Il s'agit d'un profil en polynôme d'ordre 4 qui réduit d'un facteur 10 la hauteur de gaz injectée. Celle-ci correspond au paramètre géométrique H_g et la hauteur d'eau à H_l .

Les deux canaux sont en plexiglas, matériau qui permet d'obtenir un bon état de surface, limite la corrosion et facilite un accès optique. La plaque en aluminium qui sépare les phases se termine au niveau de l'injection par une partie biseautée avec un demi-angle d'environ 4° . Pour la suite nous appellerons cette pièce le couteau. Son épaisseur finale est notée e .

Le liquide en sortie d'injection est soutenu par une surface plane fixe et parallèle aux canaux liquides et gaz. Nous appellerons cette pièce la semelle qui a une longueur supérieure à 200 mm .

Une turbosoufflante étagée produit un courant gazeux chaud à débit constant. Ce débit d'air est dévié en partie par un by-pass selon le point de fonctionnement étudié puis il est refroidi par un échangeur thermique pour obtenir une température la plus constante possible. Cette température varie entre 20°C pour la plus basse vitesse et 30°C pour la plus grande.

Le courant gazeux est ensuite injecté dans le canal supérieur de l'injecteur après un passage par le débitmètre massique. La vitesse gaz U_g maximale est de 90 m/s . Un réservoir à débordement alimente le canal eau après un passage dans les rotamètres qui mesurent le débit liquide. Ce réservoir garantit une pression d'alimentation constante au cours du temps. La vitesse liquide maximale dans cette

configuration est de 1 m/s. À noter que, pour la suite, nous convenons d'appeler la configuration initiale de l'injecteur plan : Configuration N°1.

2.1.2 Évolution de la géométrie de l'injecteur

Plusieurs modifications ont été apportées à l'injecteur original. Ces modifications ont principalement pour but d'améliorer les performances initiales pour explorer de nouveaux points de fonctionnement ou simplement de rénover des parties vieillissantes. Dans cette seconde optique nous avons reconstruit le canal gaz en veillant à conserver le même convergent polynomial. Il est apparu, comme nous le verrons par la suite, que le changement du poreux principal et des nids d'abeille n'a pas été sans conséquences.

La partie liquide de l'injecteur a successivement subi deux modifications majeures. Ces modifications nous ont permis d'atteindre des rapports de pression dynamique M beaucoup plus faibles, inférieurs à l'unité $\approx 0,20$, en diminuant la section de sortie d'eau pour un circuit d'alimentation amont identique. L'autre objectif est de diminuer fortement H_l pour étudier plus spécifiquement les films minces. La figure 2.3 illustre la configuration N°2 à gauche et la configuration N°3 à droite qui permettent toutes deux d'atteindre ces régimes.

La hauteur du canal gaz est diminuée de moitié et un système de réglage linéaire de l'épaisseur liquide

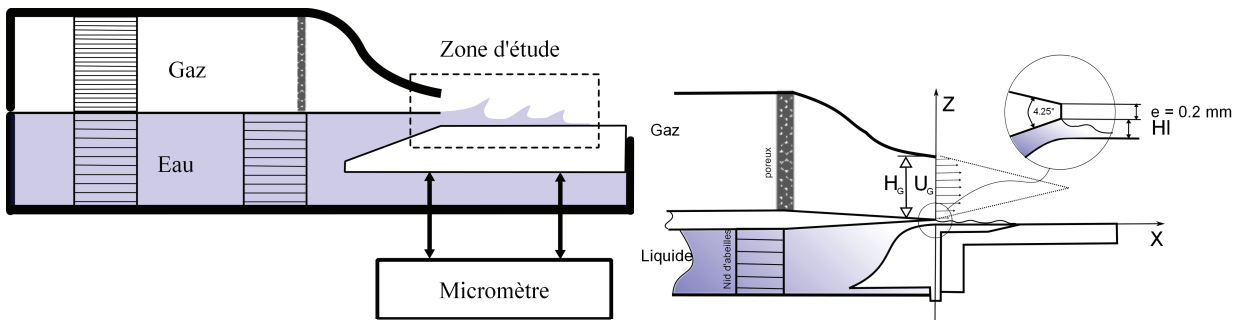


FIGURE 2.3 – Schéma structurel du banc d'atomisation plan modifié pour permettre une variation continue de la hauteur liquide H_l . Configuration N°2 à gauche et N°3 à droite.

H_l est ajouté. Nous contrôlons la valeur de H_l par un micromètre dont la précision de positionnement est inférieure au dixième de mm . La semelle fait donc office de convergent liquide. Plusieurs semelles de forme convergente différentes sont utilisables dans le but de faire varier le profil de vitesse liquide. Cette configuration N°2 présente des difficultés de mise en oeuvre et de maintenance. Le parallélisme entre couteau et semelle est laborieux à obtenir. Pour ces raisons, cette configuration a finalement peu été utilisée, et nous avons développé la configuration N°3 pour faciliter les mesures. Sur la configuration N°3 la longueur de semelle est variable mais le réglage de H_l n'est plus continu. Nous utilisons des cales de réglages d'épaisseurs finies pour obtenir un H_l voulu. La précision est légèrement inférieure (de l'ordre du dixième de mm) mais le parallélisme entre couteau et semelle est meilleur. La seule limitation que nous avons est $\min(H_l) = 0,5 \text{ mm}$. Cette limitation est fixée par la planéité du couteau.

2.2 Instrumentation classique : réglage du point de fonctionnement

Les paramètres de contrôle des points de fonctionnement étudiés sur le banc d'atomisation plane, pour une géométrie fixée, sont uniquement U_g et U_l . Ces paramètres sont réglés à l'aide d'une instrumentation classique dont nous faisons ici l'étude de l'incertitude propre.

2.2.1 Débitmètres

La mesure de U_l se fait indirectement en utilisant un rotamètre pour mesurer le débit d'alimentation en eau du banc d'essai. Cet instrument nous donne donc la vitesse moyenne débitante de l'eau en sortie de l'injecteur indépendamment du profil de vitesse de celle-ci. Deux rotamètres sont utilisés, un petit pour les faibles débits couvrant une plage entre 100 et 1000 $l.min^{-1}$ et un plus gros entre 1000 et 3600 $l.min^{-1}$ (*Krohne*). Les incertitudes de mesure pour ces appareillages sont de 1% de l'échelle haute, soit respectivement 10 $l.min^{-1}$ et 36 $l.min^{-1}$.

Indépendamment de l'incertitude de mesure intrinsèque au rotamètre, il faut ajouter l'incertitude due au positionnement du flotteur sur l'échelle. Le petit présente des graduations espacées de 20 $l.min^{-1}$ et le gros de 200 $l.min^{-1}$. Cette incertitude de positionnement peut être prise en compte dans l'évaluation de la répétabilité du point de fonctionnement. Le tableau 2.1 donne les incertitudes relatives de ces rotamètres.

Chacun des deux rotamètres est contrôlé par une méthode de pesée chronométrée pour valider leur

Rotamètre	Petit	Petit	Gros	Gros
Gamme (l/min)	100	1000	1000	3600
Incertitude Mesure (%)	10.0	1.0	3.6	1.0
Incertitude Positionnement (%)	20.0	2.0	20.0	5.6

TABLE 2.1 – Incertitude relative des rotamètres

installation.

Pour la phase gazeuse, nous mesurons la vitesse débitante en sortie d'injecteur avec un débitmètre massique électromagnétique (*Krohne*). Celui-ci est étalonné pour de l'air à 20°C. Il est utilisé uniquement pour contrôler la validité globale des mesures effectuées au tube de Pitot.

2.2.2 Anémomètre par tube de Pitot

La mesure de vitesse gaz en milieu de veine se fait avec des tubes de Pitot de diamètre $\varnothing 3\text{ mm}$ et $\varnothing 6\text{ mm}$. Ces tubes ont une entrée statique. Le capteur de pression utilisé est un boîtier *TSI Dp Calc* couramment utilisé pour le contrôle de climatisation dans l'industrie. La plage de mesure de ce capteur est comprise entre 0 et 3000 Pa, avec une précision de 1 % du relevé (suivant les indications du constructeur). Le tableau 2.2 montre la différence de mesure aux bornes d'un tube de Pitot entre le boîtier baromètre *TSI*, et un baromètre de type Fortier ayant un rapport de diamètre de 7. Ce baromètre a une incertitude relative de mesure de 1/50 qui correspond à son rapport de section ainsi qu'à la précision de son vernier.

Nous constatons que l'écart relatif le plus important entre les mesures concerne les petites gammes

TSI DpCalc (Pa)	2020.0	1252.0	894.0	489.0	217.0	88.0
Fortier (Pa)	2037.0	1232.0	870.0	477.0	215.0	84.7
Erreur Relative (%)	0.8	1.6	2.8	2.5	0.9	3.9

TABLE 2.2 – Vérification des performances du boîtier TSI DpCalc à l'aide d'un Tube de Fortier

où il atteint un maximum de 3.9 %. Ce résultat permet de montrer que le baromètre *TSI* dans son utilisation pratique a une erreur relative supérieure à 1 % et au moins égale à 2 %.

Connaissant les performances du baromètre pour la mesure de pression différentielle P_{mes} aux bornes du Pitot, nous regardons comment en est déduite U_g . L'équation 2.1 est valable seulement pour des régimes subsoniques, ce qui est le cas dans notre expérimentation. La hauteur relative entre l'entrée statique et dynamique du Pitot est négligeable devant l'autre terme.

$$U_g = \sqrt{\frac{2}{\rho_g} \times (P_{mes})}$$

$$\frac{|dU_g|}{U_g} = \frac{1}{2} \frac{|d\rho_g|}{\rho_g} + \frac{1}{2} \frac{|dP_{mes}|}{P_{mes}} \quad (2.1)$$

L'erreur de mesure de vitesse dépend donc de P_{mes} et ρ_g . En prenant en compte seulement l'erreur du baromètre à 2 % et une incertitude sur ρ_g équivalant à l'amplitude maximale de température, dans la veine gaz nous obtenons une erreur relative sur U_g égale à 5 %. Ce calcul ne prend pas en compte l'éventualité d'une entrée statique P_s bouchée ou d'une augmentation de la dépression P_i en sortie d'injecteur. Pour contrôler ces éventualités, nous mesurons simultanément la pression statique P_s et la dépression P_i en fonction du débit Q_g (tableau 2.3).

Ces données nous permettent de voir que l'influence de la prise statique ou de la dépression est minime devant les autres incertitudes.

$Q_g \text{ m}^3/\text{h}$	50.0	75.0	100.0	125.0	150.0	175.0	200.0	225.0
$T_g \text{ }^\circ\text{K}$	294.9	295.1	295.3	295.7	296.9	297.5	298.5	299.4
$\rho_g \text{ kg/m}^3$	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2
$P_{mes} \text{ Pa}$	213.0	384.0	619.0	865.0	1170.0	1552.0	2000.0	2418.0
$P_i \text{ Pa}$	-9.6	-17.3	-28.9	-40.4	-57.8	-77.0	-105.9	-127.1
$P_s \text{ Pa}$	0.0	3.9	7.7	11.6	15.4	19.3	23.1	26.9
Erreur %	5.0	5.5	5.6	5.7	5.8	5.8	5.9	5.9

TABLE 2.3 – Calcul de l'incertitude relative sur U_g en fonction du débit massique gaz

2.2.3 Transducteur TSI

Dans le cadre de l'étalonnage des fils chauds, nous utilisons un transducteur en céramique. Le principe de mesure est similaire à celui du fil chaud : un élément en céramique est chauffé et perd de l'énergie par convection avec le gaz ambiant. Cette perte d'énergie dépend de la vitesse du gaz.

La plage de mesure de ce capteur est comprise entre 0, 125 et 50 m.s^{-1} .

2.2.4 Comparatif des systèmes de mesure classique

Nous réalisons un contrôle de la robustesse de la mesure de U_g en comparant les différents instruments sur des points de fonctionnement identiques. La figure 2.4 montre la valeur U_g mesurée par chaque instrument en fonction d'un point de fonctionnement fixé par Q_g .

Les valeurs du débitmètre sont ajustées en intégrant l'épaisseur de vortécité pour donner une valeur U_g . Aucune correction, due à la variation de température, n'est faite et ρ_g est considéré comme constant.

Les instruments de mesure directe de U_g (Pitot \circ , \diamond et transducteur $+$) donnent des résultats cohérents entre eux avec une erreur relative maximale de 5 %. En revanche la valeur de U_g déduite par le débitmètre suit une tendance différente des autres instruments avec un rapport variant de 0.8 à 1.05. Comme nous l'avons vu, le débitmètre gaz est étalonné pour de l'air à 20 $^\circ\text{C}$ à une pression de 1 Atm . Ce débitmètre est positionné en amont de la perte de charge occasionnée par l'injecteur. La perte de charge étant proportionnelle à la vitesse du gaz, le débitmètre a tendance à surévaluer U_g .

Cet écart peut aussi s'expliquer par un mauvais montage du débitmètre ou un défaut d'entretien. Par la suite, le réglage de U_g est fait exclusivement avec le tube de Pitot de diamètre $\varnothing 6 \text{ mm}$, à l'exception de l'étalonnage du fil chaud.

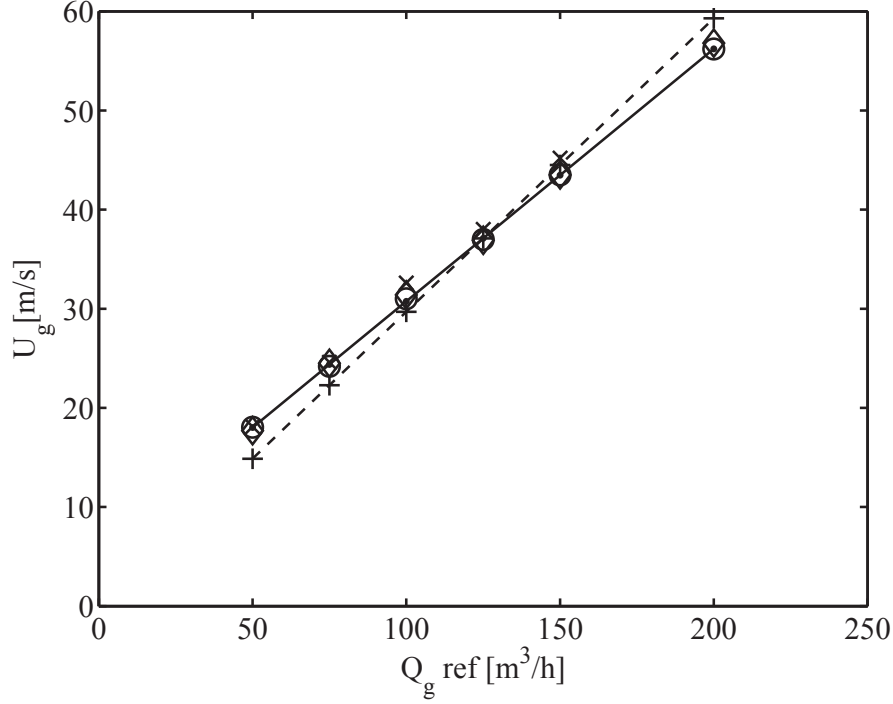


FIGURE 2.4 – Comparaison des systèmes de mesure. \circ :Pitot_{D6} , \diamond :Pitot_{D3} , \times :Transducteur , $+$:Débitmètre massique , ligne discontinue :tendance Débitmètre , ligne continue :tendance Pitot_{D6}

2.3 Qualification de la phase gazeuse

La phase gazeuse se définit par les dimensions géométriques de l'écoulement (H_g et profil du convergent), les caractéristiques thermodynamiques du fluide ($\rho_g = f(T^\circ)$ et ν_g), sa vitesse maximale en milieu de veine $U_g(H_l/2)$ (simplifié dans la suite du manuscrit par U_g seul), ainsi que son profil de vitesse $U_g(z)$ et son taux de turbulence. En ce qui concerne la phase gazeuse, les configurations $N^\circ 2$ et $N^\circ 3$ sont identiques. Dans cette section nous qualifions chacun de ces éléments.

2.3.1 Définition et méthode de mesure de δ_g

Les résultats de l'analyse de stabilité montrent qu'une connaissance précise du profil de vitesse de la phase gazeuse, et moins crucialement de la phase liquide, est nécessaire pour obtenir une prédiction de la fréquence de l'instabilité de cisaillement.

Ce profil de vitesse se caractérise par une vitesse maximale en milieu de veine $U_g(H_l/2)$ ainsi que par sa couche limite au contact de la plaque de séparation de phase. U_g est systématiquement fixé au pitot, ou directement au fil chaud, mais en aucun cas par l'utilisation du débitmètre massique. U_g ne correspond donc jamais à la vitesse débitante. La couche limite est le lieu du cisaillement du gaz, et se définit par une épaisseur de quantité de mouvement θ_g . Une autre longueur caractéristique du cisaillement est l'épaisseur de vorticité dans la couche limite δ_g définie équation 2.2.

$$\delta_g = \frac{\Delta U}{\left. \frac{dU}{dz} \right|_{max}} \quad (2.2)$$

Le choix de la dimension caractéristique du cisaillement est discuté par Raynal 1997 [112]. La vorticité, en supposant que le profil de vitesse est de la forme $U(z)$ suivant le sens d'écoulement \vec{x} , se définit comme $\omega = dU/dz$ donc δ_g correspond mieux à cette définition que θ_g . En accord avec les résultats de Browand et Latigo 1979 [23], Raynal 1997 [112] montre que δ_g dépend du Reynolds du gaz Re_g :

$$\delta_g = \frac{6.01 H_g}{\sqrt{\frac{U_g H_g}{\nu_g}}} = \frac{6.01 H_g}{\sqrt{Re_g}} \quad (2.3)$$

Le profil de vitesse $U_g(z)$ nécessaire à cette mesure peut se faire au fil chaud ou à l'aide d'une méthode de vélocimétrie par visualisation de particule (PIV). La technique du fil chaud présente une bien meilleure résolution spatiale et une instrumentation plus rapide à mettre en oeuvre. L'ensemble de la technique de mesure de δ_g ainsi que son incertitude est décrite en Annexe A.

2.3.2 Stabilité temporelle et répétabilité de U_g

Pour donner la relation entre U_g et δ_g nous devons contrôler l'impact du choix d'étalonnage et la répétabilité d'une mesure complète.

Stabilité temporelle du point de fonctionnement

Nous testons la tenue dans le temps d'un point de fonctionnement afin de connaître l'incertitude sur U_g pour deux points de mesures successifs à même vitesse. Nous réalisons donc une mesure de la température ainsi que de la vitesse U_g sur une longue durée avec un intervalle de mesure court afin de différencier les variations à grande et petite échelle temporelle. Les mesures sont réalisées au pitot. Le

t	0	0	2'30"	5'30"	9'	11'	15'	21'	25'	30'
U_g	0	42.9	45.6	46.3	46.5	46.4	47.0	47.0	47.08	46.97
$T^{\circ}C$	24	25.0	26.8	26.9	27.0	27.2	27.0	27.2	27.2	27.4

TABLE 2.4 – Stabilité de la température T en *Celsius* dans la veine gazeuse en fonction du temps t pour $U_g = 47 \text{ m/s}$

tableau 2.4 montre clairement que la turbosoufflante augmente la température de l'air, ce qui affecte d'une part, la densité de l'air et, d'autre part la mesure de vitesse. Après une phase de mise en route qui dure environ 15 *min*, l'air expulsé atteint sa température nominale pour ne plus évoluer. Nous considérons donc cette montée en température progressive dans notre protocole de mesure. Par marge de sécurité, nous faisons chauffer l'ensemble du banc expérimental durant 30 *min* avant de commencer toute mesure. Une fois le palier atteint, et en laissant tourner la soufflante, la dispersion de U_g autour de sa valeur consigne est négligeable. Nous ne remarquons pas de variation à petite échelle puisque la montée est pleinement monotone.

Répétabilité du point de fonctionnement

Nous vérifions ensuite la répétabilité du point de fonctionnement de l'injecteur. Après mise en chauffe de la turbosoufflante, nous mesurons au pitot une pression dynamique en sortie d'injecteur pour sept remises en position successives des vannes de réglage de U_g . Sur l'ensemble des mesures, nous parvenons à une précision de remise en position de moins de 1% sur la mesure de pression en *Pa* (236, 236, 234, 234, 234, 234, 236 mesures espacées de 1 *min* d'intervalle avec turbosoufflante chauffée).

2.3.3 δ_g en fonction de U_g

L'étude des mesures au fil chaud donnée en annexe A donne la répétabilité de mesure ainsi que l'incertitude sur δ_g et U_g . Nous cherchons ici à déterminer la dépendance de δ_g avec U_g . Sous la forme adimensionnée $\delta_g/H_g = f(Re_g)$ nous pouvons l'exploiter par la suite dans le chapitre 3 pour les calculs de fréquence d'instabilité et pour la recherche d'une loi asymptotique simple. Cette dépendance est connue sur notre installation depuis Raynal 1997 [112] mais nous devons vérifier si elle est toujours correcte pour les nouvelles configurations $N^{\circ}2$ et 3.

Nous réalisons trois séries de mesures aux caractéristiques différentes pour qualifier les deux configurations gaz :

- Série **A** Configuration $N^{\circ}2$ et 3 : $17 < U_g < 80 \text{ m/s}$, $f_{acq} = 100 \text{ Hz}$, 1000 échantillons soit $t_{acq} = 10 \text{ s}$, pas mini sur \vec{z} de 0.02 *mm*

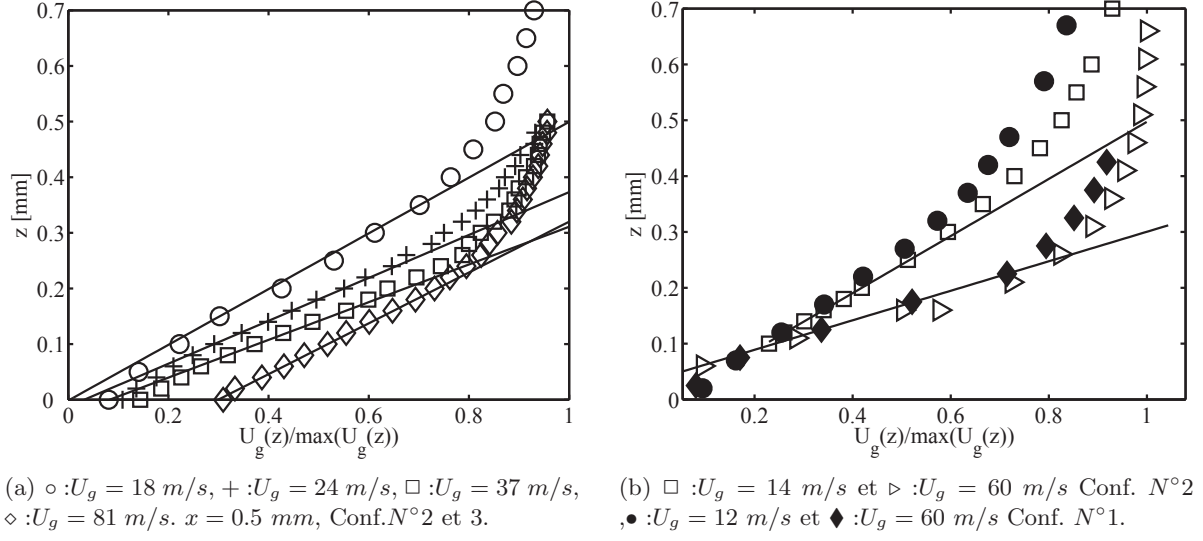


FIGURE 2.5 – Evolution des profils de vitesses $U_g/\max(U_g)$ pour plusieurs U_g à gauche et suivant la configuration à droite. Les lignes continues représentent la mesure de δ_g .

- Série **B** Configuration N°2 et 3 : $U_g = 14$ m/s et 27 m/s, $f_{acq} = 20$ kHz, 0.6 M échantillons soit $t_{acq} = 30$ s, pas mini sur \vec{z} de 0.04 mm
- Série **B'** Configuration N°2 et 3 : $U_g = 22$ m/s, 40 m/s et 60 m/s, $f_{acq} = 20$ kHz, 0.6 M échantillons soit $t_{acq} = 30$ s, pas mini sur \vec{z} de 0.04 mm
- Série **C** Configuration N°1 : identique à la série **B**
- Série **C'** Configuration N°1 : identique à la série **B'**

La première série **A** met en avant des écarts par rapport à la dépendance proposée par Raynal 97 [112]. La série **B** sert à vérifier le contenu fréquentiel et le taux de turbulence dans la couche limite. Cette série est divisée en deux parties **B** et **B'** réalisées dans des conditions similaires sur exactement le même injecteur. Pour une meilleure lisibilité, nous fusionnons pour la suite ces deux parties. Cette série **B** est principalement utilisée pour l'étude du taux de turbulence de la section suivante. Elle est mieux résolue temporellement, mais moins bien spatialement, ce qui la rend moins fiable pour mesurer δ_g . Enfin la dernière série **C** finit l'étude en comparant avec la configuration N°1 utilisée par les précédents auteurs.

La figure 2.5(a) illustre comment les profils $U_g(z)$ changent en fonction de la vitesse en milieu de veine, pour la série **A**. Pour chaque motif nous avons une vitesse différente. Comme attendue, la couche limite s'écrase avec U_g . Le profil \circ qui correspond à $U_g = 18$ m/s donne une pente plus relevée que les autres vitesses. Le profil \diamond à plus forte vitesse semble cependant infléchir la tendance générale. La dépendance de δ_g avec U_g ne semble pas monotone.

La figure 2.5(b) montre une superposition des profils $U_g(z)$ pour les vitesses gaz extrêmes de **B** et **C**. Nous voulons comparer l'ancienne configuration N°1 avec les nouvelles N°2 et 3 en superposant directement les profils de vitesse, à conditions identiques. Dans la zone où la mesure de δ_g est réalisée, les $U_g(z)$ se différencient difficilement. Pour $U_g = 60$ m/s, les profils sont superposés dans la même zone. Cette figure confirme que la distinction de δ_g entre les deux configurations est en dessous de l'erreur de mesure.

La figure 2.6(a) donne le δ_g mesuré en fonction de U_g pour les trois séries. Sur cette figure, il y a deux barres d'erreur superposées par point, une pour l'incertitude et une pour la répétabilité propre de mesure (sans remise en position du point de fonctionnement). L'incertitude sur la mesure de vitesse au Pitot n'est pas mentionnée par une barre horizontale car elle correspond à la largeur des motifs. La ligne continue donne la valeur théorique de la dépendance $\delta_g = f(Re)$ de Raynal sur sa configuration avec un préfacteur $Pref_g = 6$.

Les points de la série **A**, motif \times , jusqu'à $U_g = 50$ m/s restent dans une limite de 15% d'écart par

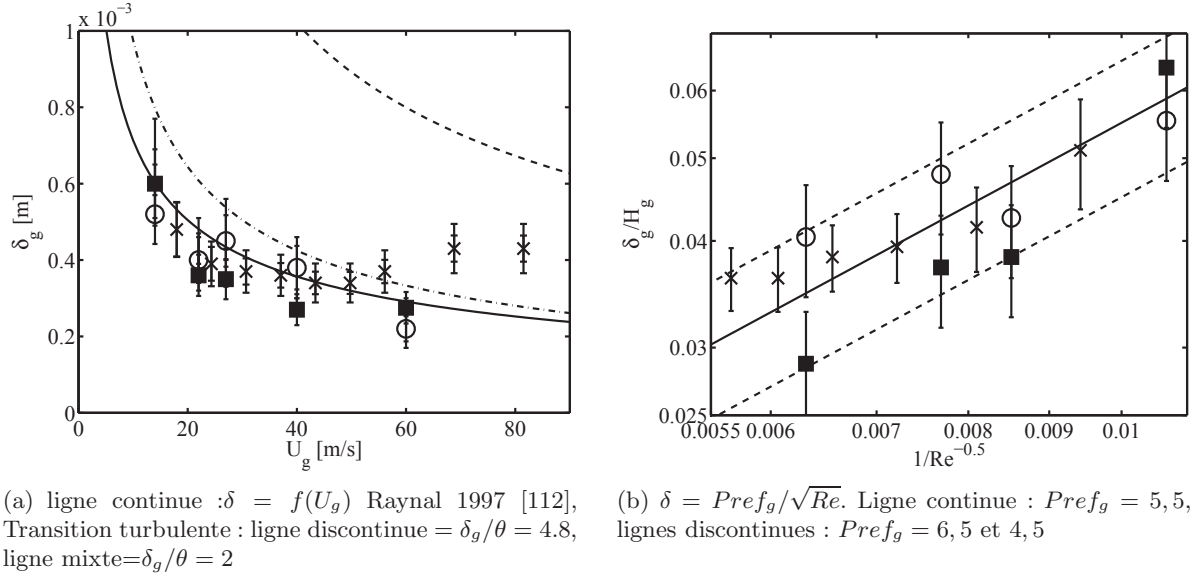


FIGURE 2.6 – Dépendance de δ_g avec U_g et comparaison avec la dépendance en $1/\sqrt{Re_g}$. \times : Série A Conf. N°2 et 3, \circ : Série B Conf. N°2 et 3, \blacksquare : Série C Conf. N°1

rapport à $f(U_g)$. Au delà de 37 m/s les mesures sont en dessous de la théorie et après $U_g = 50$ m/s elles passent au dessus.

Le rapport $\delta_g(theo)/\delta_g(mesure)$ augmente jusqu'à 1.7 pour le plus fort $U_g = 80$ m/s et vaut en moyenne 1.14. Sur l'ensemble des U_g , la tendance générale de δ_g ne suit pas exactement la dépendance de Raynal. Le nouveau poreux dans cette configuration semble être à l'origine de ces écarts mesurés. L'accord est meilleur pour la plupart des points de la série **B**, motif \circ , mais l'ensemble ne suit pas la série **A** puisque nous avons un passage des points sous la courbe théorique après 40 m/s.

Les plus grand écarts entre théorie et mesure apparaissent pour les grands U_g . Deux explications sont possibles :

- La dynamique du fil dans cette plage de mesure est méconnue puisque celui ci n'est étalonné que jusqu'à $U_g = 50$ m/s. La température du gaz à ces vitesses étant plus grande (conf 2.3.2), les coefficients de la loi de King peuvent subir quelques changements.
- Le changement de configuration favorise une couche limite turbulente.

La couche limite laminaire peut transiter vers une couche limite turbulente au bout d'une certaine distance de développement. D'après Michel 1952 [38] la transition entre le régime laminaire vers le régime turbulent de la couche limite se fait pour un Reynolds critique calculé comme suit 2.4 sur l'épaisseur de quantité de mouvement θ_g :

$$\frac{U_g \theta_g(x=0)}{\nu} \approx 2,9 \left(\frac{U_g x}{\nu} \right)^{0.4} \quad (2.4)$$

La couche limite amorce son développement juste après le poreux. Celui-ci est positionné à une distance de $x = 200$ mm en amont de l'injection. D'après Raynal, le rapport δ_g/θ_g vaut 4,8. Nous traçons sur la figure 2.6(a) le δ_g critique, ligne discontinue. Avec les coefficients initiaux, aucun point ne passe la zone de transition. Le modèle de Michel est expérimental et concerne une plaque plane dans un écoulement laminaire infini. Dans notre cas nous avons un convergent 1/10^{ème} qui comprime la couche limite. La plage du Reynolds de transition du laminaire au turbulent est très large ,entre 3.10^5 et 30.10^5 et dépend vraiment de la configuration étudiée. Nous considérons que la forme du critère de Michel est correcte, mais que les coefficients dépendent de la configuration géométrique. Sur la figure 2.6(a) nous traçons la frontière entre couche turbulente et laminaire pour un coefficient adapté, ligne discontinue mixte. Cette frontière artificielle montre qu'il est possible d'isoler les points à fort U_g et que ces points sont potentiellement représentatifs d'une couche limite turbulente.

La série **C**, motif ■, permet de vérifier l'écart entre les deux configurations. L'ensemble des points se trouvent en-dessous de $f(Re)$ et au delà de la limite des 15%. Comme précédemment la tendance générale n'est pas strictement alignée sur celle attendue. Les rapports entre les deux résultats sont consignés dans le tableau 2.5 En moyenne le rapport entre les épaisseurs de vorticité générées par les

U_g	14	22	27	40	60
Configuration N��1	0.60	0.36	0.35	0.27	0.28
Configuration N��2	0.52	0.40	0.45	0.38	0.22
rapport N��1/N��2	1.15	0.90	0.78	0.71	1.25

TABLE 2.5 – Rapport des δ_g de la configuration N  1 sur la configuration N  2; 3. δ_g en mm

deux poreux est de 0.95 bien que les fluctuations entre les deux séries atteignent la limite des 30% sur plusieurs points. Il est donc difficile, compte tenu de l'incertitude de mesure, de déterminer si les deux configurations donnent réellement les mêmes δ_g pour toutes les vitesses gaz.

La figure 2.6(b) synthétise les données sous une forme adimensionnée $\delta_g = Pref_g/\sqrt{Re}$ pour $U_g > 50$ m/s avec une échelle logarithmique. Dans le cas de Raynal, le préfacteur a une valeur de 6,01 vérifié par Ben Rayana    6,05. Nous traçons le préfacteur maximum et minimum, ligne pointillé, afin de trouver la valeur médiane du préfacteur, ligne continue. Cette valeur médiane vaut 5,5 et reste proche de la valeur initiale de Raynal.

Toutes les précautions prises lors des mesures ne nous permettent pas de différencier les configurations par des δ_g différents. Seul le contenu fréquentiel, précisé dans la section suivante, semble pointer les écarts entre configurations. Pour la suite du manuscrit, nous prendrons pour les trois configurations un δ_g calculé avec le même préfacteur. Nous gardons le préfacteur initial de Raynal 6,01 qui est proche de nos conclusions.

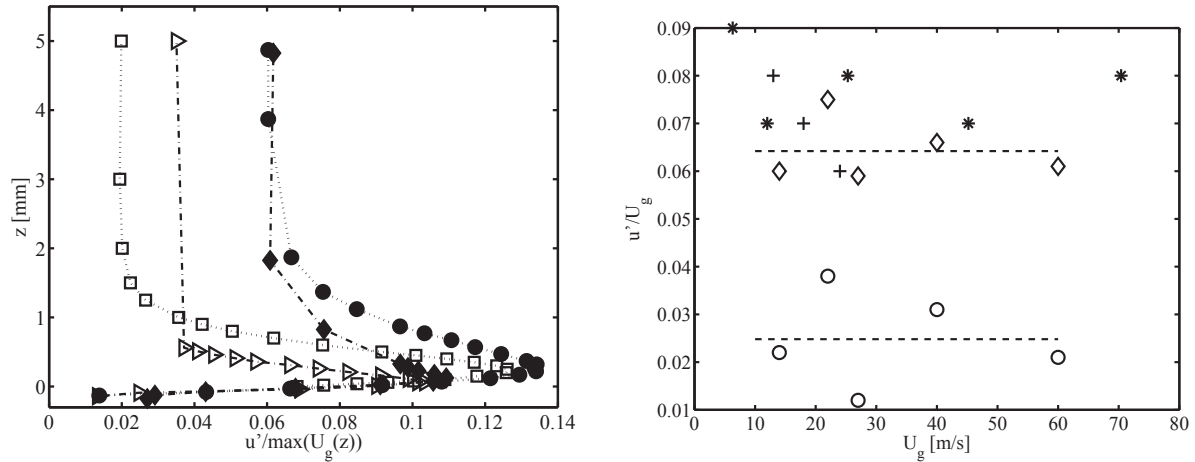
2.3.4 Turbulence

Pour chercher à différencier les configurations N   1, N   2 et N   3, nous complétons la mesure de δ_g par une analyse de la turbulence dans la veine gaz. Nous cherchons d'autres paramètres susceptibles d'influencer la mesure ou la formation de δ_g . La figure 2.7(a) montre un exemple de profil de turbulence $u'/U_g(z)$ pour deux vitesses gaz et sur les deux configurations.

La croissance du taux de turbulence de $z = 0$ jusqu'au maximum de $u'/U_g(z)$ est identique pour les deux configurations gaz. En revanche après ce maximum, la décroissance de $u'/U_g(z)$ ne suit pas la même pente et les différences entre $Conf_{gaz}N  1$ et $Conf_{gaz}N  2$ ne sont plus négligeables. La principale différence concerne le taux de turbulence en milieu de veine à $H_l/2$.

Taux de turbulence en milieu de veine en fonction de U_g

La figure 2.7(b) montre la mesure de $u'/U_g(z = H_l/2)$ pour les trois cas étudiés. D'une manière générale, on remarque que le taux de turbulence ne suit pas d'évolution en fonction de U_g . Les valeurs de u'/U_g fluctuent autour d'une moyenne représentée par des lignes discontinues. La configuration N   2 représentée par le motif à donne une moyenne de 2,48 % alors que la configuration N   1 représentée par le motif à, donne 6,42 %. L'écart constaté est important entre les deux, le rapport $u'(Conf\ N  1)/u'(Conf\ N  2;3)$ vaut 2,6. Pour confirmer cette différence nous ajoutons les données de Ben Rayana [13], motif * ainsi que de Descamps [40], motif +. Les données de Ben Rayana réalisées sur la configuration N  1 montrent un niveau moyen de turbulence de 7,8 % légèrement plus haut que celui que nous avons enregistré, mais tout de même très proche. Les valeurs de Descamps sont obtenues avec une méthode de PIV et donnent des résultats identiques aux nôtres. Bien qu'elles ne soient pas mentionnées ici, les mesures de Raynal donnent des taux de turbulence inférieurs à sa résolution de mesure soit 0,1 %. Les valeurs $u'/U_g(z = H_l/2)$ peuvent être prise en compte comme élément de comparaison entre les expérimentations.



(a) Profils $u(z)'/\max(U_g(z))$ pour deux vitesses gaz $U_g = 14$ m/s et $U_g = 60$ m/s. \square : $U_g = 12$ m/s et \triangleright : $U_g = 60$ m/s Conf. N°2 et 3, \bullet : $U_g = 12$ m/s et \blacklozenge : $U_g = 60$ m/s Conf. N°1.

(b) $z = H_l/2$: Série B, Conf. N°2 et 3, \diamond : Série C Conf. N°1, $*$: Données Ben Rayana 2007 [13], $+$: Données Descamps [40]

FIGURE 2.7 – Taux de turbulence $u(z)'/\max(U_g(z))$ mesuré en fonction de U_g pour les trois configurations. A gauche comparaisons des profils pour deux vitesses gaz et à droite comparaison de la turbulence en milieu de veine.

Taux de turbulence dans la couche limite en fonction de U_g

Plus précisément et systématiquement, nous vérifions que le taux de turbulence maximal dans la couche limite est bien identique entre les séries **C** et **B**. Le tableau 2.6 montre pour ces séries le maximum de $u'/U_g(z)$ en fonction de $U_g(z = H_l/2)$.

Les écarts sont minimum entre les configurations de telle sorte que l'on ne peut pas les distinguer

Conf. et Année	U_g		14.00	22.00	27.00	40.00	60.00
Conf. N°1, 2012	Série C		0.14	0.16	0.09	0.14	0.10
Conf. N°2 et 3, 2012	Série A et B		0.15	0.18	0.12	0.14	0.10
	U_g		13.00	18.00	24.00		
Conf. N°1, 2008	Données Descamps [40]		0.08	0.07	0.06		
	U_g	6.30	12.00	25.3		45.2	70.4
Conf. N°1, 2007	Données Ben Rayana [13]	0.13	0.14	0.15		0.13	0.12
	U_g		13.9		27.8	41.7	69.4
Conf. N°1, 1997	Données Raynal [112]		6.5		5.4	5.2	5.25

TABLE 2.6 – Maximum du taux de turbulence u'/U_g dans la couche de vortacité

par ce paramètre. Les valeurs de Descamps 2008 sont légèrement différentes. Cette différence est imputable au manque de résolution spatiale de la PIV dans la couche limite, de telle sorte que la turbulence locale soit connue avec une grosse barre d'erreur, ce qui n'est pas le cas en milieu de veine. En revanche, les données de Raynal, comme pour les relevés en milieu de veine, sont nettement inférieures à nos mesures. Il est possible que le poreux utilisé par Raynal ait subi une modification de porosité liée à l'accumulation de poussière au fil des ans. Ce changement lent pourrait provoquer des asymétries dans l'écoulement en bouchant les pores de la plaque en laiton de manière préférentielle. Ces asymétries pourraient générer des turbulences.

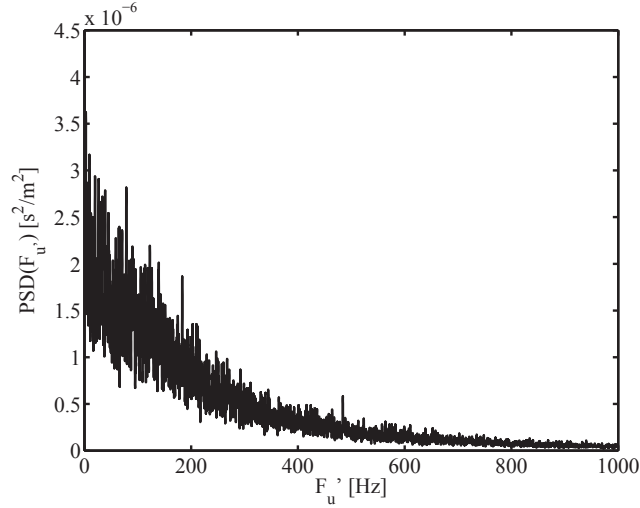


FIGURE 2.8 – Illustration d’une transformée de Fourier de la vitesse instantanée au maximum de la vorticité dans la couche limite. $U_g = 22 \text{ m/s}$ série **B** Conf. $N^\circ 2$

Etude des spectres de fréquence

Les mesures longues durées et haute fréquence, nous offrent la possibilité de contrôler la présence d’une oscillation perturbante dans la phase gazeuse. Dans la couche limite proche paroi, nous avons un profil de Blasius de U_g . D’après Schlichting 1968 [117] une instabilité peut se créer dans cette couche de cisaillement sous l’effet de la viscosité du fluide. Baines et al. [8] montrent que cette instabilité peut être liée à la turbulence dans la couche de cisaillement. Si une instabilité apparait dans la phase gazeuse seule, alors elle pourrait forcer une instabilité avec la phase liquide. Afin de contrôler la présence éventuelle de cette instabilité, nous mesurons le contenu fréquentiel du signal de vitesse $U_g(t, z)$ au maximum de la turbulence dans la couche limite. Un exemple du spectre obtenu est exposé figure 2.8. Pour obtenir les variations de vitesse dans l’espace des fréquences, nous utilisons une transformée de Fourier classique.

Sur la zone des instabilités de Kelvin-Helmholtz, entre 0 et 100 Hz , que nous étudions par la suite, il n’y a pas de fréquence privilégiée mais seulement un contenu peu puissant. Nous réalisons aussi ce contrôle avec la méthode de Welch fortement moyenn e pour le milieu de veine. Nous obtenons les mêmes conclusions : il n’y a pas d’instabilité ni de fréquence parasite repérée dans la couche gaz seule.

2.3.5 Conclusion phase gazeuse

L’ensemble des mesures que nous venons de voir montrent que la phase gazeuse présente des caractéristiques de stabilité temporelle et de répétabilité de points de fonctionnement très bonnes. Nous avons vu que, malgré les problèmes de mesures au fil chaud, l’évolution de la loi $\delta_g = f(Re)$ reste proche de la loi attendue. Le changement de configuration de la veine gazeuse n’influence pas significativement cette loi mais change le profil de taux de turbulence.

2.4 Qualification de la phase liquide

Comme nous l’avons abordé au chapitre 2.1.2, nous avons réalisé une modification majeure dans le canal de phase liquide pour faire varier H_l . Sur la configuration $N^\circ 1$ la symétrie géométrique assure normalement la symétrie des couches limites à Reynolds  quivalent. Sur les configurations $N^\circ 2$ et $N^\circ 3$ la symétrie géométrique de l’injecteur n’est plus respectée puisque le convergent liquide a un rapport de 1/5 au minimum, variable suivant H_l . Les mesures d’épaisseur de vorticité liquide δ_l sont complexes à réaliser notamment à faible H_l . Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, il est important de souligner ici que, selon les analyses de stabilité linéaires et inviscides précédemment

menées, δ_l a un impact limité par rapport à δ_g , et que, par conséquent, peu d'expérimentations en vue de caractériser ce paramètre ont été réalisées.

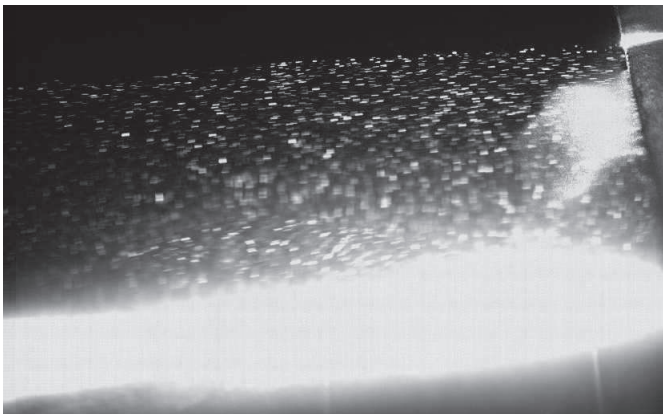
2.4.1 Particule Image Velocimetry pour δ_l

Devant les difficultés de mise en place d'une mesure de profil de vitesse liquide par film chaud, nous choisissons une méthode PIV, illustrée figure 2.9(a). La phase liquide estensemencée de billes de verres creuses de 10 microns de diamètre. Le liquide est éclairé par une tranche laser Argon parallèle à l'écoulement identique à celle mise en place section 3.3. L'angle entre l'axe caméra et la tranche laser est pris en compte et corrigé. Nous utilisons une caméra *Miro* à haute résolution (1200×800) qui nous permet de réaliser un fenêtrage de $20 \mu m$ par pixel. Chaque vecteur vitesse est évalué sur des fenêtres rectangulaire de 4 pixels de hauteur pour 16 pixels de longueur. L'image est tournée pour aligner l'écoulement avec les fenêtres de calculs. Nous cherchons à obtenir une PIV résolue spatialement. Les mesures pour les plus faibles H_l sont difficilement réalisables avec les moyens dont nous disposons. Des problèmes de réflexion et de résolution apparaissent lorsque H_l passe en dessous de $2 mm$. Nous contrôlons la configuration $N^\circ 3$ uniquement pour son plus gros H_l afin de vérifier simplement si un changement important de comportement apparaît en comparaison avec les données de Raynal sur la configuration $N^\circ 1$. La figure 2.9(b) montre comment est mesuré δ_l à partir du profil de vitesse $U_l(z)$. Sur une colonne de l'image nous associons les domaines d'intercorrrelation. Nous obtenons un vecteur de vitesse suivant l'axe \vec{z} . Dans la partie centrale de l'écoulement, entre 2 et 6 mm la disparité des points autour de la moyenne $0,8 m/s$ est représentative de l'incertitude de mesure plus que de la turbulence. Cette incertitude est de 50 %. Au niveau de l'interface, le gradient de vitesse important fait que l'intercorrrelation des images marche beaucoup mieux et permet de visualiser correctement $dU(z)/dz$. Comme pour δ_g cette pente permet de déduire δ_l . Les résultats sont consignés tableau 2.7. Les mesures au film chaud de Raynal sur la configuration $N^\circ 1$ montrent que la couche de vorticité

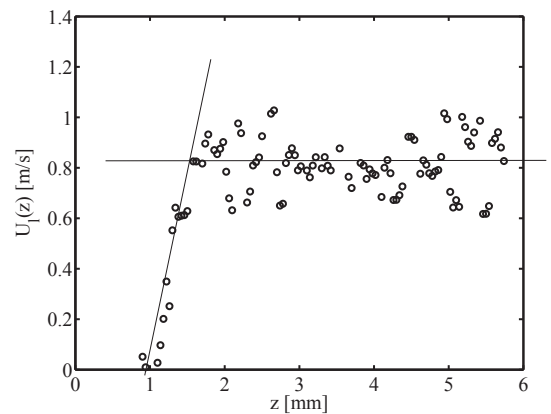
Auteur, Configuration	$U_l[m/s]$			
	0.3	0.42	0.56	0.83
Théorique $\nu = 8.8e^{-5}$	1093	870	750	620
Raynal Conf $N^\circ 1$		1300	1130	928
PIV Conf $N^\circ 3$	850		850	580

TABLE 2.7 – Récapitulatif des mesures de δ_l en μm . $H_l = 10 mm$

est plus importante de 50% dans le liquide et que la phase liquide est plus turbulente que la phase



(a) Image de l' coulementensemenc 



(b) Exemple de traitement PIV

FIGURE 2.9 – *Particule image velocimetry* sur la phase liquide dans la configuration $N^\circ 3$ pour $H_l = 10 mm$. $U_l = 0,8 m/s$ et $U_g = 0 m/s$

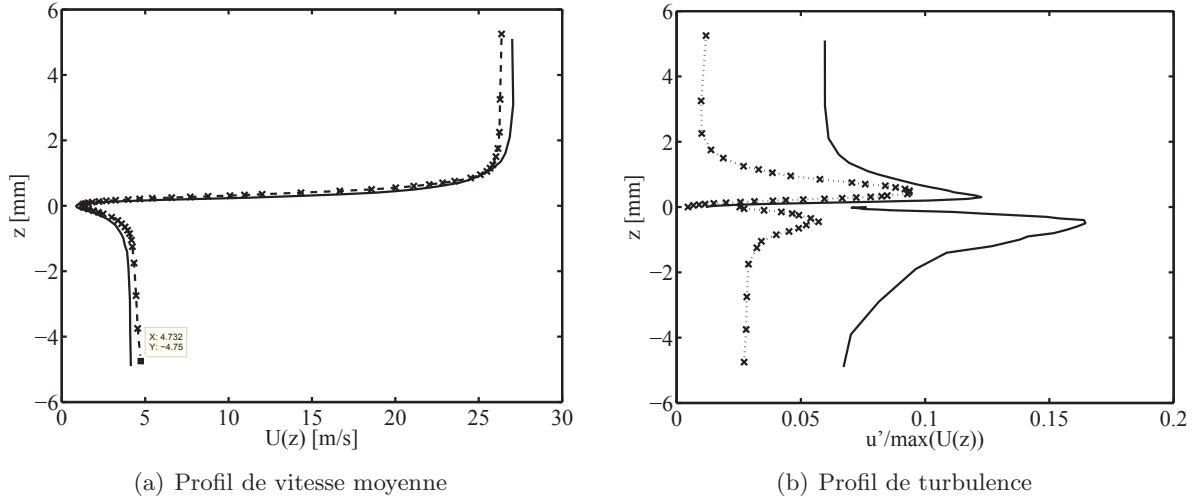


FIGURE 2.10 – Balayage au fil chaud des profils de vitesse et de turbulence des deux phases simultanées. $U_g = 27 \text{ m/s}$ et $U_{gl} = 4,2 \text{ m/s}$ soit équivalent(U_l)= $0,25 \text{ m/s}$. Ligne continue : Conf. N° 1 ; Ligne pointillée motif \times : Conf. N° 3.

gazeuse (14% contre 6% à $U_l = 0.8 \text{ m/s}$ au maximum dans la couche limite). D'après Raynal cette différence provient d'un changement de section abrupte qui génère des lâchés tourbillonnaires dans le circuit liquide. Nous obtenons sur la configuration N° 3 des résultats proches du modèle théorique avec un écart de 20 % au maximum. Nous réalisons des mesures avec un faible courant gazeux qui donnent un résultat similaire. Le gaz déstabilise avec un fort taux de croissance et les mesures PIV de δ_l avec $U_g > 20 \text{ m/s}$ sont impossibles.

L'analyse des images ne révèle pas uniquement δ_l . Un point important est que la vitesse liquide à l'interface est nulle à l'injection. Ce déficit de vitesse ne se résorbe pas rapidement puisque lorsque nous mettons du gaz, la présence d'instabilité ne permet plus de faire des mesures de δ_l dès la cote $x = 0$. Cela signifie que la déstabilisation a lieu avant que le liquide soit pleinement accéléré par le gaz à l'interface et quand le déficit de vitesse est complet.

2.4.2 Qualification des phases simultanées

Comme notre PIV n'est pas bien résolue en temps, nous cherchons à mesurer les fluctuations turbulentes dans le canal liquide par une autre méthode. Nous choisissons d'utiliser une analogie gaz-liquide en injectant dans le canal liquide du gaz avec une vitesse U_{gl} . Cette vitesse est calculée en posant l'égalité entre Re_g et Re_l . Pour parfaire l'analogie, nous réalisons un balayage simultané des profils gaz et liquide au fil chaud. L'acquisition au fil chaud est réalisée dans les mêmes conditions que les séries **B** et **C** de la section précédente. Un effort est mis sur la résolution temporelle pour caractériser la turbulence. Pour cette expérience, le banc expérimental est légèrement modifié. Nous construisons une dérivation de l'alimentation gaz vers le canal liquide. U_g et U_{gl} sont réglés par incrémentation au pitot jusqu'à l'obtention des valeurs consignes. La figure 2.10 montre la différence de profil entre les configurations N° 1 et N° 3. La figure 2.10(a) montre que les profils de vitesses sont similaires entre les configurations. Les légers écarts de vitesse entre les deux U_g et U_{gl} sont dus à la difficulté de régler le point de fonctionnement par incrémentation. Les valeurs sont proches à hauteur de 15 %. Le profil de turbulence, figure 2.10(b), met en avant spécifiquement des disparités importantes. Du côté de la veine gazeuse nous retrouvons les résultats de la section précédente. Du côté liquide nous trouvons un taux de turbulence en milieux de veine de 6,7% sur la configuration N° 1 et de 2,7% sur la configuration N° 3. Dans la couche limite la turbulence devient vraiment importante pour l'ancienne configuration. Dans la nouvelle, le canal liquide est moins haut ce qui limite le saut de changement de diamètre à l'entrée du canal. L'effet de recirculation observé par

Raynal est donc réduit sur la configuration $N^\circ 3$ et la turbulente induite baisse comme observé. Une autre mesure à $U_g = 14 \text{ m/s}$ et équivalent(U_l)= $0,25 \text{ m/s}$ donne des résultats similaires.

2.4.3 Conclusion phase liquide

Cette rapide étude de δ_l nous permet de clarifier que les valeurs que nous utilisons dans l'analyse de stabilité sont correctes. Pour le passage en film très mince inférieur au mm nous verrons qu'une étude plus approfondie peut s'avérer nécessaire pour caractériser le profil liquide injecté. Le point le plus important réside dans le constat qu'au niveau de l'injection, la vitesse à l'interface est nulle. La prise en compte de ce déficit de vitesse dans l'analyse de stabilité semble donc nécessaire.

2.5 Synthèse de la qualification du banc

Dans ce chapitre nous avons étudié en détail les caractéristiques du banc d'atomisation que nous allons exploiter. Nous commençons par contrôler les incertitudes de mise en place des points de fonctionnement. Pour la vitesse liquide, cette incertitude est confondue avec la répétabilité et correspond à l'incertitude classique d'un rotamètre soit 1% de l'échelle haute. Pour la vitesse gaz, celle ci est connue avec une incertitude de 5% si nous utilisons le Pitot de 6 mm et la répétabilité est de 1%, si nous observons un temps de mise en fonctionnement de la turbosoufflante de 15 min minimum.

Afin de couvrir une large gamme de rapport de pression dynamique M ainsi que d'épaisseur liquide $H_l < 10 \text{ mm}$, nous devons modifier l'injecteur. Les deux canaux d'alimentation sont modifiés. Dans le canal gaz, nous contrôlons l'effet d'un changement de poreux à l'aide d'une technique de vélocimétrie par fil chaud. Malgré les incertitudes de mesure, nous parvenons à conclure que le changement de poreux ne modifie pas le comportement de δ_g avec U_g . Seul le préfacteur de la loi de Raynal $\delta = Pref_g / \sqrt{Re}$ passe de 6,01 à 5,5. Le changement de poreux entre les deux configurations affecte cependant grandement le taux de turbulence en milieu de veine.

En ce qui concerne les changements dans la phase liquide, nous avons contrôlé à l'aide d'une mesure par PIV l'ordre de grandeur de δ_l . Celle-ci respecte l'analogie faite avec la veine gazeuse. Le point le plus important de cette mesure concerne le profil de vitesse liquide, juste en aval du couteau de séparation des phases : le début de déstabilisation du liquide est amorcé alors que la vitesse liquide à l'interface eau/gaz est proche de zéro.

Dans le chapitre suivant nous allons voir comment l'analyse de stabilité linéaire est modifiée lorsque ce déficit de vitesse est pris en compte.



FIGURE 3.1 – Instabilité de cisaillement de type Kelvin–Helmholtz dans une couche de mélange atmosphérique.

Chapitre 3

Étude de l'instabilité de cisaillement

L'atomisation assistée est un phénomène physique qui prend son origine dans l'instabilité de cisaillement entre une phase liquide lente et une phase gazeuse rapide. Dans ce chapitre, nous étudions en détail les caractéristiques de cette instabilité. Avant de détailler notre contribution, nous

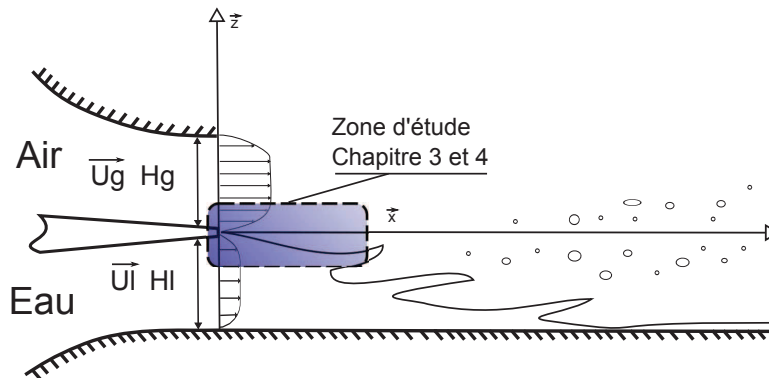


FIGURE 3.2 – Illustration de la zone d'étude du chapitre 3

présentons un état des lieux des connaissances sur cette configuration. Plusieurs jeux expérimentaux sont présentés ainsi qu'un historique de la modélisation de cette instabilité.

3.1 Étude Bibliographique de l'instabilité de cisaillement

La classification de Lightfoot 2009 [81] que nous avons vue dans le chapitre introductif est non exhaustive mais témoigne bien de la quantité d'études menées à travers le monde. Nous nous focalisons donc sur les résultats des configurations identiques à la nôtre puis nous observons comment les modèles

théoriques peuvent se complexifier en ajoutant la viscosité par exemple où en faisant varier le profil des vitesses liquide et gaz.

3.1.1 Historique des jeux de données sur les expérimentations du LEGI

Dans cette section, nous faisons uniquement la synthèse des données **expérimentales** concernant la fréquence de l'instabilité de cisaillement propre à la configuration utilisé au LEGI. Dans la section suivante 3.1.2, nous parlerons des modèles de stabilité linéaire utilisés pour prédire ces données expérimentales. Nous regarderons dans la section 4.2 du chapitre suivant les publications qui correspondent à des expérimentations où les films étudiés sont minces, comme celle de Craik [35] ou Hanratty [54]. Les expérimentations citées ici ont une phase liquide épaisse, supérieure au mm . Nous nous concentrerons volontairement sur l'injecteur plan en intégrant quelques données de l'injecteur coaxial. Ces données sont principalement issues des travaux de thèse de Raynal 1997 [112], Marmottant 2001 [85], Hong 2003 [58] et Ben Rayana 2007 [13].

Vitesse de convection des vagues

Raynal 1997 [112] montre expérimentalement que la vitesse des vagues est mieux prédite par le modèle de Dimotakis [41] que par les résultats d'une analyse de stabilité inviscide. Ce modèle simple, pose comme hypothèse qu'il existe un point d'arrêt au creux des vagues où le rapport des pressions dynamiques s'équilibre dans le référentiel des vagues. Ce postulat donne l'équation 3.1 avec U_c comme vitesse de convection.

$$\rho_g(U_g - U_c)^2 = \rho_l(U_l - U_c)^2 \quad (3.1)$$

En simplifiant cette équation nous obtenons 3.2 une formulation simple de U_c .

$$U_c = \frac{\sqrt{\rho_g} \cdot U_g + \sqrt{\rho_l} \cdot U_l}{\sqrt{\rho_g} + \sqrt{\rho_l}} \quad (3.2)$$

Les mesures de Ben Rayana 2007 [13] confirment que la vitesse des vagues est proche de cette vitesse phénoménologique.

Mesure de fréquence

Deux techniques de mesure différentes sont utilisées. Raynal 1997 [112] mesure la fréquence de ces instabilités avec un système de diode laser. En présence d'eau uniquement, le laser pointe une photodiode. Le passage des vagues de l'instabilité dévie le rayon laser. Ce système indicateur de phase génère un signal temporel enregistré et transformé dans l'espace des fréquences. Cette méthode est particulièrement adaptée au jet coaxial. Cette technique permet d'obtenir un spectre de fréquence en un point. Ce spectre est fortement bruité du fait des réflexions multiples avec la surface instable et permet de connaître l'information en une seule position spatiale à la fois. Enfin il est difficile d'obtenir une mesure précise de l'altitude de l'interface liquide gaz au cours du temps.

Ben Rayana 2007 [13] utilise une technique de visualisation par caméra haute cadence pour évaluer par comptage la fréquence des oscillations et mesurer les longueurs d'onde longitudinales puis transverses. L'écoulement est filmé par le dessus. Cette seconde technique est robuste. Elle permet le contrôle visuel de la formation de chaque vague mais ne donne qu'une fréquence moyenne par point de fonctionnement.

Les figures 3.3 montrent les résultats de Raynal 1997 [112] obtenus avec la première technique respectivement sur le jet coaxial à gauche et le jet plan à droite. La fréquence f_{mes} est présentée en fonction de la vitesse gaz pour plusieurs séries de U_l . U_g varie entre 15 et 120 m/s pour des variations de U_l entre 0,05 et 2,8 m/s , ce qui permet de couvrir un M sur une large gamme entre 0.05 et plus de 2000. Pour les deux expérimentations, la fréquence f_{mes} croît quand U_g augmente pour tous les U_l . Raynal constate que cette croissance suit une pente en puissance $-3/2$ avec la vitesse de

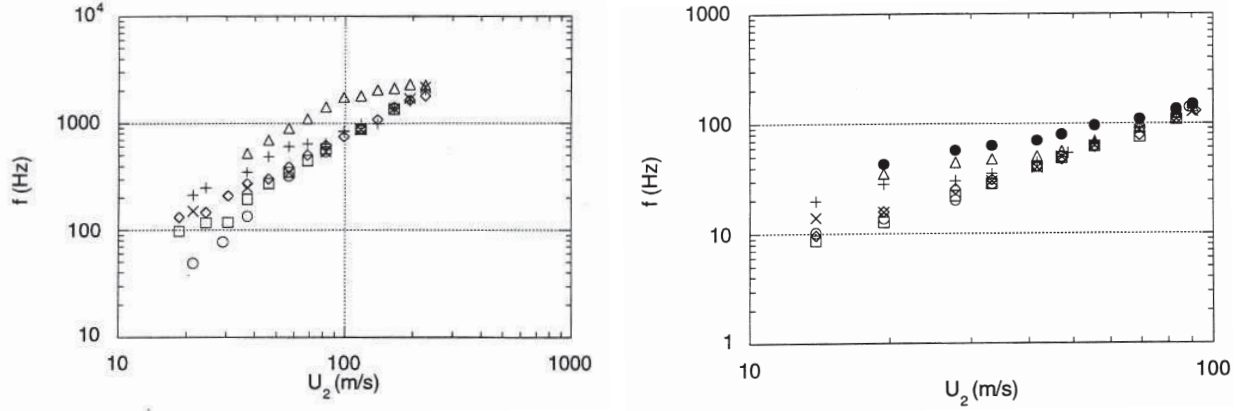


FIGURE 3.3 – Fréquence des instabilités en fonction de la vitesse gaz sur l’injecteur coaxial à gauche et sur l’injecteur plan à droite d’après Raynal 1997 [112]. U_2 correspond à U_g . A gauche vitesse liquide U_l en m/s \circ : 0.11 \square : 0.42, \diamond : 0.78, \times : 0.78, $+$: 1.4, \triangle : 2.8 . A droite vitesse liquide U_l en m/s \circ : 0.069 \square : 0.11, \diamond : 0.19, \times : 0.28, $+$: 0.55, \triangle : 0.83, \bullet : 1.11 .

convection U_c , ce qui correspond aux prédictions de son analyse de stabilité. Bien que la tendance soit identique pour les deux configurations, il existe un grand saut dans les valeurs absolues. Pour des U_g identiques entre 15 et 90 m/s , f_{mes} varie entre 10 et 100 Hz pour la configuration plane et entre 100 et 1000 Hz pour la configuration coaxiale. Il observe expérimentalement : $f_{mes} = C_{long} \times \frac{U_c}{\delta_g}$ avec $C_{long} = 8.10^{-3}$ pour le cas plan et $C_{long} = 3.2.10^{-2}$ pour le cas coaxial soit un facteur 4 entre les deux. Cette différence entre les deux expérimentations ne peut s’expliquer par une erreur de mesure et seules les différences géométriques sont déterminantes. L’injecteur coaxial ayant un diamètre proche des longueurs d’onde observées, Raynal en déduit que les hypothèses de l’analyse de stabilité ne sont pas respectées dans le cas coaxial.

Même si l’influence de U_l semble peu importante, la loi expérimentale de Raynal trouve sa limite lorsque M est de l’ordre de 1. Sur les figures 3.3, les écarts entre les différentes séries pour un même U_g sont plus importants lorsque U_g est faible soit quand M devient du même ordre que 1.

Les expériences de Marmottant 2001 [85] , réalisées sur un injecteur coaxial, présentent des résultats très proches de ceux de Raynal sur la même configuration. Les mêmes tendances sont observées pour des couples de valeurs de U_g et U_l similaires. Marmottant n’a pas réalisé de mesures sur l’injecteur plan pour poursuivre la comparaison plus avant. Il observe expérimentalement un C_{long} égal à $2.5.10^{-2}$. Le rapport avec les valeurs de Raynal en axisymétrique est de 0,8 ce qui montre un bon accord des valeurs absolues.

La figure 3.4 montre les résultats de Ben Rayana 2007 sur la même expérimentation plane que Raynal. Les résultats de Ben Rayana montrent la même tendance que les autres auteurs, mais le préfacteur C_{long} trouvé est égal à $2.2.10^{-2}$ se rapproche du préfacteur de Marmottant sur l’expérimentation coaxiale. Le rapport avec le préfacteur de Raynal est de 0,27 et avec Marmottant coaxial de 0,88.

Ben Rayana étudie l’influence de deux paramètres géométriques primordiaux de l’injecteur, l’épaisseur gaz H_g figure 3.4 de gauche et l’épaisseur du couteau ep figure 3.4 à droite. Pour H_g il trouve que la fréquence augmente avec H_g . Après avoir adimensionné la fréquence par δ et U_c , il n’y a plus de différences. En revanche il note un changement de régime lorsque l’épaisseur du couteau devient plus importante que δ_g : la fréquence diminue nettement.

Nous allons voir à présent comment ces résultats expérimentaux peuvent être en partie expliqués par des analyses de stabilité linéaire.

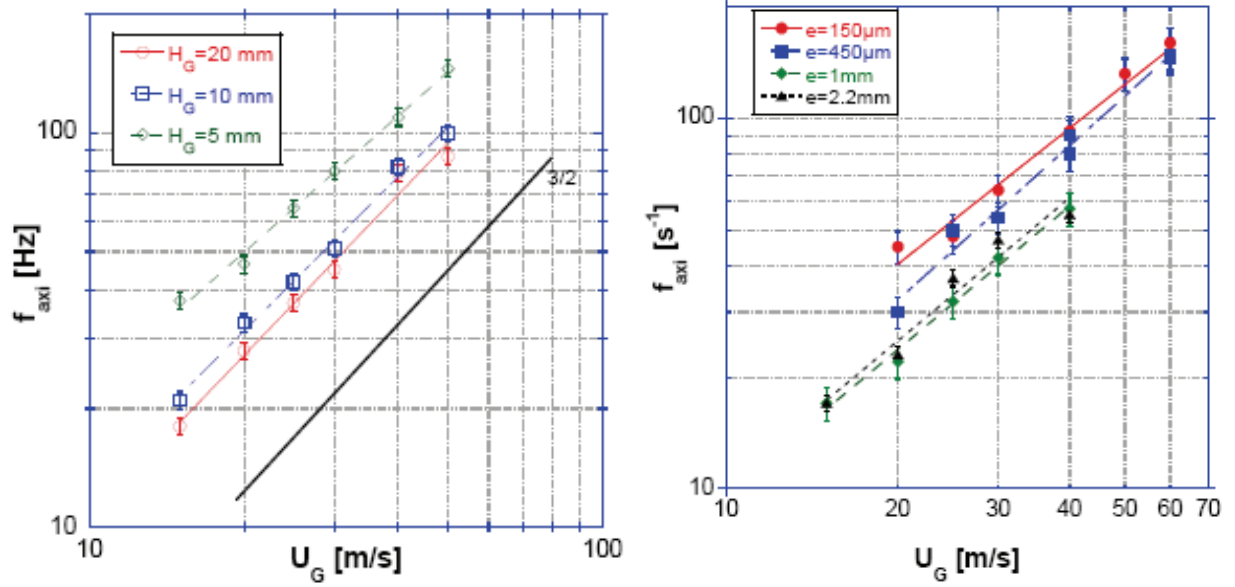


FIGURE 3.4 – Fréquence des instabilités en fonction de la vitesse gaz d'après Ben Rayana 2007 [13]. A gauche pour plusieurs épaisseurs gaz, à droite pour plusieurs épaisseurs de couteau.

3.1.2 Modélisation de l'instabilité de cisaillement

Dans cette section nous faisons un état des connaissances théoriques relatives à l'instabilité de cisaillement. Nous rappelons principalement les étapes successives de complexification du modèle de stabilité linéaire et leur fidélité par rapport aux expérimentations décrites au paragraphe précédent.

Principe de l'analyse de stabilité

L'analyse de stabilité d'un écoulement est basée sur la linéarisation des équations de la dynamique des fluides. Le schéma 3.5 représente la démarche de cette analyse qui est utilisée dans le cas d'un film liquide d'épaisseur infinie mais qui est aussi utile pour le cas des films minces.

Les différentes hypothèses de modélisation sont représentées dans des cadres en pointillés. Pour la résolution du problème concernant notre injecteur, les fonctions de densité sont simplifiées en considérant les fluides comme incompressibles et le système est ouvert ce qui pose des conditions de pression simplifiées aux frontières du problème. La principale difficulté est de déterminer un champ des vitesses non perturbé représentatif de l'écoulement de base tout en permettant une résolution. Ce champ de vitesse se résume à un profil de vitesse gaz et liquide évoluant suivant \vec{z} et indépendant suivant l'écoulement \vec{x} .

Ces hypothèses initiales permettent après introduction d'une perturbation et linéarisation d'obtenir une équation de dispersion. La résolution de cette équation peut être temporelle, spatiale ou spatio-temporelle. Elle donne le taux de croissance, la longueur d'onde, la vitesse de phase et de groupe de l'instabilité. Notre cas expérimental correspond, a priori, à une perturbation spatiale, car l'instabilité se développe spatialement et semble être dans un régime permanent. La théorie temporelle impliquerait que l'on fasse l'hypothèse d'une périodicité spatiale infinie, ce qui n'est pas le cas expérimentalement du fait des conditions aux limites au niveau de l'injecteur, alors que la théorie spatiale fait l'hypothèse d'une périodicité temporelle. En pratique on s'attend à ce que les grandeurs physiques observées correspondent aux valeurs maximales de taux de croissance.

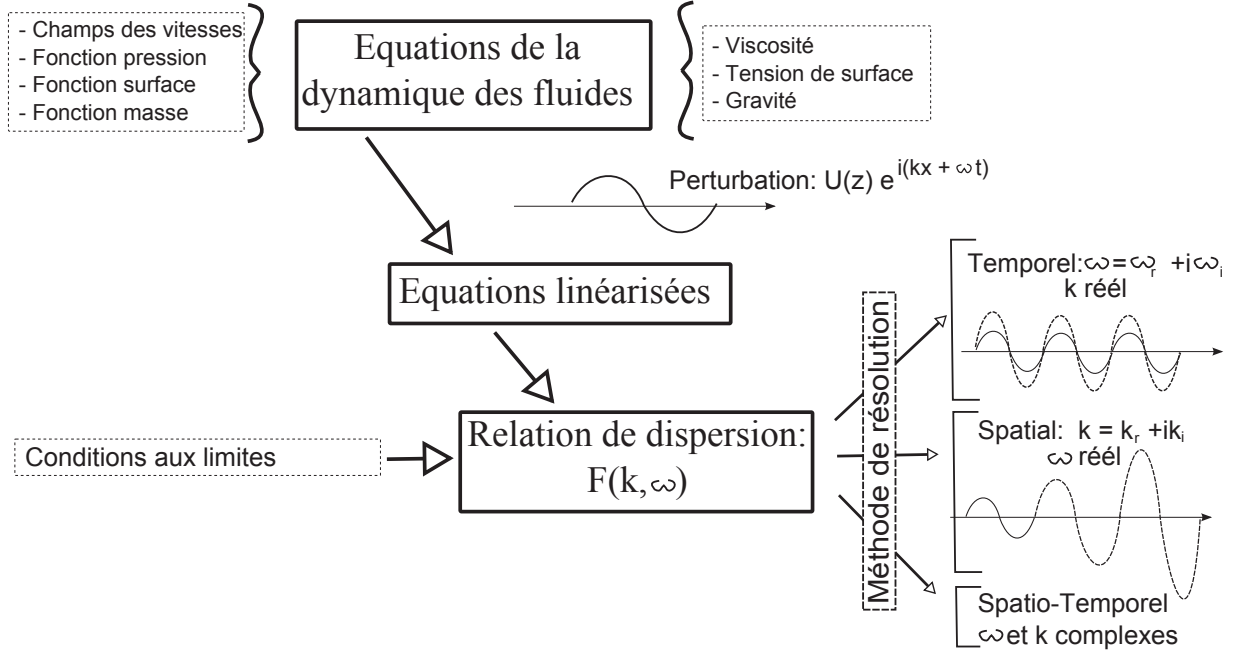
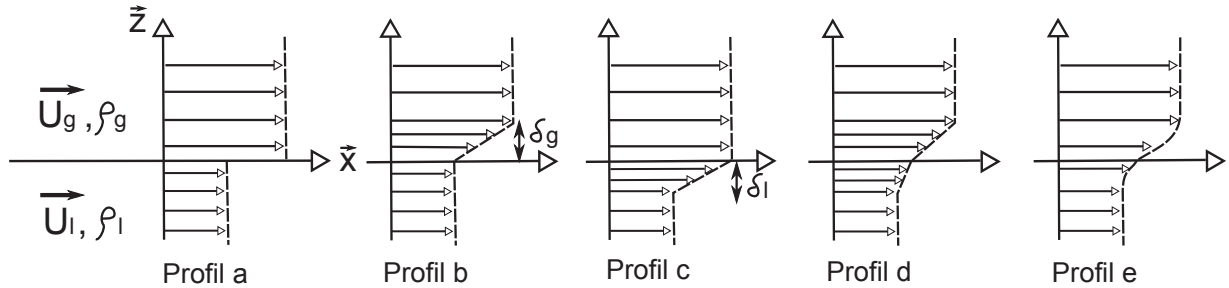


FIGURE 3.5 – Principe de l'analyse de stabilité linéaire

Approche initiale : vitesses discontinues

La première étude, relevant le rôle déstabilisant de la différence de vitesse entre deux couches de mélange, date de 1868 réalisée par Von Helmholtz [127] puis confirmée analytiquement par Kelvin en 1871 [71] qui intègre l'effet stabilisant de la tension de surface et de la gravité. Cette première analyse est réalisée pour des fluides de même densité $\rho_g = \rho_l$. Cette analyse permet d'avoir une première approche sur l'effet déstabilisant des vitesses seules indépendamment de l'inertie de chaque phase. En utilisant le profil **a** illustré figure 3.6, qui présente une discontinuité entre les vitesses de chaque phase, la relation de dispersion 3.3 s'obtient facilement. Chandrasekhar 1965 [30] détaille ce calcul.

FIGURE 3.6 – Profils de vitesse $U(z)$ utilisé dans les différentes modélisations.

$$(U_g - \frac{\omega}{k})^2 + (U_l - \frac{\omega}{k})^2 = 0 \quad (3.3)$$

Pour une résolution temporelle, nous avons $\omega_r = (U_l + U_g)/2$ et $\omega_i \pm 2k(U_g - U_l)$. L'écoulement est donc toujours instable car le taux de croissance maximal est obtenu pour une longueur d'onde qui tend vers 0. Les expérimentations montrent clairement que ce modèle n'est pas correct. Le profil de vitesse utilisé pour cette analyse ne correspond pas à une réalité physique car il manque une échelle de longueur liée à la diffusion visqueuse.

Pour pallier ce problème de saut de vitesse et de densité, Rayleigh 1879 [110] introduit une zone de vorticité entre les deux fluides de vitesses différentes en utilisant un profil 3.6 b. Les vitesses de chacune des phases sont reliées linéairement. Il obtient la relation de dispersion, équation 3.4 où

$c = \frac{\omega}{k}$ représente la célérité de l'onde et $U_m = (U_g + U_l)/2$

$$4(k\delta)^2(c - U_m)^2 - \delta U^2((2k\delta - 1)^2 - e^{-4k\delta}) = 0 \quad (3.4)$$

Pour une résolution temporelle, cette relation donne une célérité complexe seulement si $(2k\delta - 1)^2 < e^{-4k\delta}$. Dans ce cas l'écoulement est instable pour les valeurs de $k\delta < 0,64$. L'écoulement est donc instable pour les perturbations de grande longueur d'onde. En changeant le profil continu par un profil en tangente hyperbolique, Michalke 1964 [95] retrouve des résultats très proches de ceux de Rayleigh. Dans le même cadre et avec le profil en tangente hyperbolique dans chaque partie de la couche de mélange isodense, Monkewitz et Huerre 1982 [101] étudient l'effet de la différence de vitesse entre chaque couche via une résolution spatiale. Ils comparent le taux de croissance ainsi que la fréquence associée du profil de Blasius et du profil en tangente hyperbolique en fonction d'un paramètre λ image de la différence de vitesse, $\lambda = \delta U / 2\bar{U}$. Le taux de croissance spatial ainsi que la fréquence sont obtenus à l'aide de la transformation de Gaster pour le profil de Blasius. La résolution spatiale est complète pour l'autre profil. Monkewitz et Huerre 1982 [101] retombent sur les résultats de Michalke 1964 [95] mais montrent que la résolution spatiale donne des valeurs de taux de croissance plus importantes que la théorie temporelle avec transformation de Gaster lorsque λ est compris entre 0,25 et 1. Ces études servent de base au développement des analyses suivantes mais ne peuvent pas donner des valeurs de taux de croissance ou de longueur d'onde fiables pour le cas du mélange eau-air.

Saut de densité

Chandrasekhar 1961 [30] reprend l'analyse de cisaillement en insérant un saut de densité entre ρ_l et ρ_g , grâce à une condition de saut à l'interface. Le profil de vitesse reste discontinu (profil **a**). La viscosité n'est pas prise en compte mais ne semble pas être déterminante pour les forts nombres de Reynolds. L'équation de dispersion devient :

$$\omega = \frac{k(U_g - U_l)\rho_g \pm i\sqrt{k^2(U_g - U_l)^2\rho_g\rho_l - kg(\rho_l - \rho_g)(\rho_l + \rho_g)}}{(\rho_l - \rho_g)} \quad (3.5)$$

Cette relation de dispersion lorsqu'elle est résolue temporellement nous donne un critère de stabilité, equation 3.6 :

$$(U_g - U_l)^2 < \frac{g}{|k|\rho_g\rho_l}(\rho_l^2 - \rho_g^2) \quad (3.6)$$

Cette modélisation est utile pour prédire la zone d'instabilité mais ne permet pas de connaître une longueur d'onde, une vitesse de convection ou un taux de croissance réaliste, car elle prédit une croissance de la longueur d'onde proportionnelle à la différence entre les vitesses de phase gazeuse et liquide comme le montre la relation de dispersion 3.5. Les calculs complets de Chandrasekhar 1961 intègrent la gravité ainsi que la tension de surface. La gravité ajoute une valeur de coupure pour les longueur d'onde λ supérieure au mètre. La tension de surface ne joue un rôle que pour les très petits λ .

Application avec deux couches de vorticité et saut de densité de Raynal 1997

Le modèle avec saut de vitesse et de densité utilisant une hypothèse de résolution temporelle peut être suffisant pour comparer avec des phénomènes de houles en mer ou sur lac. Dans le cas des injecteurs, les fluides sont dirigés jusqu'à leur confluence par des canaux fermés où des zones de vorticités se créent contre les parois. Raynal 1997 [112] combine la méthode de Chandrasekhar 1961 et de Rayleigh 1879 [110] en intégrant une couche de vorticité côté gaz puis côté liquide, profil **b** puis **c**. Le résultat le plus important concerne le raccord côté phase gazeuse. Raynal intègre la gravité et la tension de surface dans ses calculs mais l'équation de dispersion devient trop complexe pour être résolue analytiquement. En négligeant ces deux points et pour des rapports de densité supérieurs à 10, Raynal résout numériquement la relation de dispersion. En variant les points de fonctionnement, il obtient les courbes de taux de croissance ω_i en fonction du nombre d'onde k et de la vitesse de groupe

$\partial\omega_r/\partial k$. L'analyse de ces courbes permet de trouver l'évolution du mode le plus instable, équations 3.7, 3.8 et 3.9

$$\omega_i \approx 0,9 \frac{\rho_g}{\rho_l} (U_g - U_l) \frac{1}{\delta_g} \quad (3.7)$$

$$k \approx 1,35 \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \frac{1}{\delta_g} \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial\omega_r}{\partial k} \approx 1,3 \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} (U_g + U_l) \quad (3.9)$$

Cette modélisation, avec le raccord côté phase légère, donne un bon accord avec ses tendances expérimentales exposées figure 3.3 lorsque l'épaisseur de vorticité δ_g de l'équation 3.8 est remplacée par $\delta = f(Re)$. La fréquence de l'oscillation est comparée avec $kU_c/2\pi$ où U_c est donnée par la relation de Dimotakis. En simplifiant nous obtenons une relation de proportionalité entre f et $U_g^{-3/2}$. Cette modélisation est aussi en accord avec les mesures de Marmottant [85].

Raynal poursuit son analyse avec le profil **c** (raccord côté liquide). Il obtient l'équation du taux de croissance de l'instabilité (3.10).

$$\omega_i = 0,25 \frac{U_g - U_l}{\delta_l} \quad (3.10)$$

En faisant l'analogie liquide/gaz pour évaluer l'épaisseur δ_l (les convergents liquide et gaz étant identiques), les longueurs d'ondes trouvées pour ce profil de vitesse sont de l'ordre du *mm* au maximum ce qui ne correspond pas aux observations. Pour contrôler lequel des modes liquide ou gaz est le plus influent, Raynal utilise le profil **d**. La vitesse à l'interface U_i est un nouveau paramètre. Les résultats de cette analyse montrent que l'influence du rapport U_i/U_l ainsi que de δ_g/δ_l est minime. Le mode le plus amplifié est celui du liquide qui bénéficie d'un taux de croissance plus grand. Même une résolution spatiale de l'équation de dispersion ne modifie pas ce résultat. Le profil **b** est donc celui qui donne des résultats les plus cohérents avec les expérimentations.

Raynal utilise des considérations sur les temps caractéristiques de développement des instabilités de chacune des phases pour expliquer pourquoi le mode gaz ressort. Il explique que la viscosité des fluides amortit le mode instable lié à la vorticité liquide ce qui est moins le cas côté gaz. Le modèle de Raynal capture donc correctement les lois d'échelle mais les valeurs absolues sont sous estimées avec des rapport théorie/mesure compris entre 1,5 et 2.

Introduction de la viscosité

Jusqu'à présent nous avons abordé exclusivement des modèles sans viscosité, celle-ci n'étant prise en compte qu'indirectement dans les profils de vitesse. L'ajout de cette viscosité rend la résolution de la relation de dispersion beaucoup plus complexe tant au niveau temporel que spatial. Charru 2007 [31] résume ces difficultés :

" L'équation d'Orr–Sommerfeld est une équation différentielle linéaire du quatrième ordre, à coefficients non constants. On n'en connaît de solution exacte que dans quelques cas très particuliers, notamment lorsque $\partial^2 U / \partial z^2 = 0$ (  coulement linéaire par morceaux), la solution s'exprimant alors sous la forme d'intégrales de fonctions d'Airy."

Le terme visqueux semble peu contribuer au bilan énergétique. Suivant les conditions étudiées et notamment à grand nombre de Reynolds il peut être du même ordre que les termes inertiels dans des régions où la fonction propre ou ses dérivées présentent des gradients élevés. Ceci se produit en particulier au voisinage d'une paroi ou d'une couche critique.

Yih 1967 [131] commence à introduire la viscosité dans une couche de mélange entraînée dans sa limite supérieure par une paroi solide de vitesse U_0 . Cette vitesse peut être égale à zéro dans le cas d'un écoulement entre deux plaques. Le profil de vitesse dans chacun des fluides est un profil hyperbolique. Cette configuration ne correspond pas    notre problème mais permet de voir la méthodologie utilisée pour intégrer la viscosité. Yih s'intéresse à la résolution du cas où la paroi supérieure est en mouvement. Pour cela il utilise une méthode de perturbation non-singulière autour du cas des très grandes longueurs

d'ondes (le nombre d'ondes α tend vers 0 et αRe petit devant 1).

Avec cette méthode Yih obtient une expression du taux de croissance temporel c_i qui dépend notamment du rapport des viscosités et des densités ainsi que des coefficients des profils de vitesse, $c_i = \alpha R J(m, n, r, \dots)$. Cette expression montre que dans le cas où le liquide supérieur a un profil de Blasius, chaque fois que l'écoulement est instable, il l'est aussi pour tous les Reynolds gaz même si les petits Reynolds entraînent des faibles taux de croissance. Cette instabilité est toujours due à la différence de viscosité entre les fluides. Lorsque la phase du dessus devient moins dense que la phase du dessous, la gravité peut avoir un effet stabilisant plus grand que l'effet déstabilisant de la viscosité. Yih met donc en avant une nouvelle instabilité liée au contraste de viscosité à l'interface des fluides. Cette instabilité est différente de l'instabilité de paroi de Tolmien-Schlichting [117] (noté TS) elle aussi liée à la viscosité.

L'instabilité de Tolmien–Schlichting (TS) L'instabilité de parois de TS est une sorte de paradoxe de la mécanique des fluides. Pourquoi l'augmentation de la viscosité de fluide, qui a normalement un effet stabilisant, le rend-elle instable lorsque celui-ci s'écoule près d'une surface. Sous l'influence de Prandtl, Tollmien 1929 [121] puis Schlichting 1933 (reprise dans [117]) pose les bases théoriques de cette instabilité. Cette instabilité est à l'origine de la transition d'une couche limite laminaire vers une couche limite turbulente à partir d'une certaine distance du bord d'attaque de l'écoulement. C'est pourquoi elle est étudiée principalement pour des applications aéronautiques ou les profils de couche limite sont ceux de Blasius. Nous reprenons ici la description simplifiée de ce mécanisme par Charru 2007 [31] p149.

La contrainte de Reynolds à la paroi prend de l'énergie au fluide pour la transmettre à la perturbation. Seule la viscosité a un effet dissipatif. L'énergie cinétique de la contrainte de Reynolds croît en fonction du déphasage des vitesses verticales v et horizontales u . Dans le cas d'un écoulement non visqueux cette croissance est nulle. Dans le cas visqueux les conditions d'adhérence à la paroi génèrent un déphasage entre u et v ce qui augmente l'énergie cinétique de l'instabilité. A faible Re , la production d'énergie cinétique est inférieure à la dissipation et l'écoulement est stable. A fort Re , la dissipation devient négligeable ce qui entraîne l'instabilité. La diffusion visqueuse a donc un effet stabilisant et déstabilisant. La gravité ne joue aucun rôle dans cette instabilité. Ces explications rejoignent l'analyse de Baines et al. 1996 [8] qui décrivent l'instabilité comme une conséquence de l'interaction entre deux modes partiels. Le premier mode est un mode inviscide avec une condition limite, au niveau de la surface libre, de glissement libre. Le second mode est un mode stabilisant visqueux, avec cette fois, une condition de non-glissement au niveau de la paroi. Suivant les résultats de Baines et al. 1996 [8], Ben Rayana 2007 [13] montre que les limites théoriques de l'instabilité TS sont largement en dehors de notre configuration à $H_l = 10 \text{ mm}$ puis que le Re_l du banc d'atomisation plan ne dépasse jamais 1000 alors que le $Re_{critique}$ pour voir l'instabilité TS est de 950. En revanche lorsque H_l diminue, nous pouvons rencontrer ce mode pour les plus grands U_l . Les longueurs d'onde prédites sont cependant extrêmement courtes et ne correspondent pas aux observations sur notre expérimentation.

Özgen et al. 1998 [106] reprend le mode de Yih pour le même cas du profil de Blasius dans la phase supérieure ainsi qu'un profil linéaire dans la phase inférieure avec une paroi solide. Cette configuration est celle d'un film mince mais nous nous intéressons ici aux résultats de Özgen concernant la viscosité. Les équations d'Orr–Sommerfeld pour chacun des fluides ainsi que les équations de continuité à l'interface fluide/fluide sont résolues par la méthode d'intégration arrière suggérée par Drazin 1981 [42]. Il s'agit d'une méthode de tir numérique avec une résolution temporelle qui permet de trouver les zones de stabilité dans le plan (Re, α) en fixant deux des quatre paramètres $(\alpha, c_i, c_r \text{ ou } Re)$ du problème des valeurs propres de l'équation de dispersion. Özgen cherche principalement à mettre en avant la différence entre l'instabilité de Tolmien–Schlichting et celle de Yih lorsque les rapports de viscosité, d'épaisseur de couche et de densités sont variés.

La figure 3.7 montre les zones de stabilité de chacune de ces instabilités dans le plan (Re, α) pour un rapport de viscosité de 10 en isodensité. La ligne épaisse représente la courbe de stabilité neutre

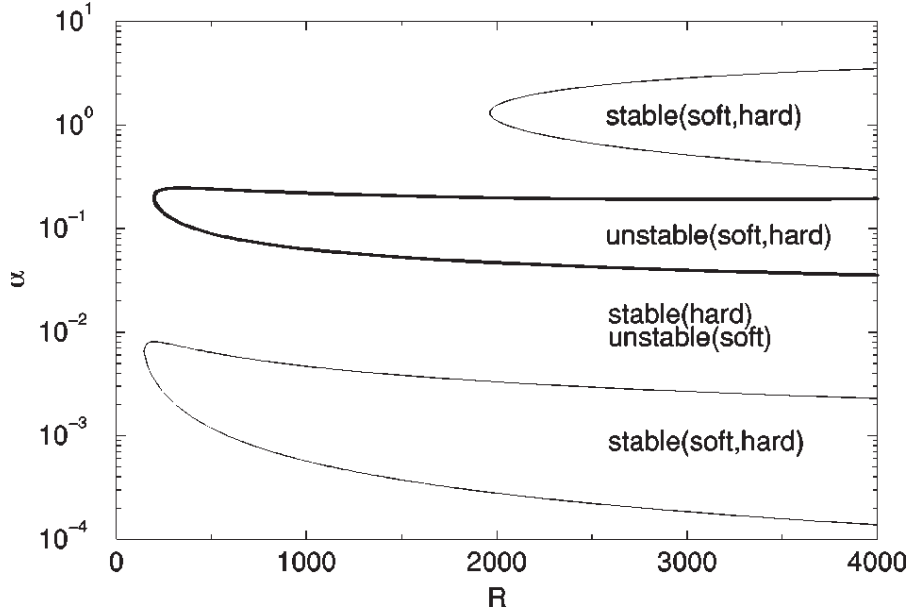


FIGURE 3.7 – Courbe des frontières de stabilité pour les deux modes visqueux d’après Özgen 1998 [106], nombre d’ondes en fonction du Reynolds gaz. La ligne continue épaisse concerne le mode Tolmien–Schlichting (hard) et la ligne fine le mode Yih (soft). $\mu_{inf}/\mu_{sup}=10$, $\rho_{inf}/\rho_{sup}=1$.

du mode TS. La région délimitée par cette courbe est instable alors que la région environnante est stable. Dans le même domaine, il existe deux courbes de stabilité neutres supplémentaires indiquées par des lignes fines. L’une de ces courbes réside dans les grandes longueurs d’ondes et l’autre dans les petites longueurs d’ondes. Contrairement au cas du mode TS, les zones restantes à l’intérieur de ces courbes sont stables alors que les autres régions sont instables. Il existe donc des régions dans le plan (Re, α) qui sont stables pour le mode TS mais instables pour le mode d’interface Yih.

Lorsque le contraste de viscosité augmente, la zone instable du mode d’interface s’accroît seulement pour les petites longueurs d’ondes alors que la zone de stabilité du mode TS évolue peu. Lorsque cet auteur examine l’effet d’une stratification de densité en réduisant la densité du fluide supérieur, il ne trouve pas un comportement monotone. La réduction de ce rapport jusqu’à $r = \rho_{inf}/\rho_{sup} = 5$ est déstabilisant puis devient stabilisant. L’effet de stabilisation devient plus prononcé lorsque le rapport de densité augmente. L’influence de r est regardée à Reynolds constant.

L’étude de Özgen confirme donc l’existence d’une instabilité interfaciale visqueuse indépendante de TS et très sensible aux rapports des viscosités.

Hooper et Boyd 1983 [61] reprennent les travaux de Yih 1967 [131] avec pour objectif de lever les ambiguïtés de résultats liées à la présence de deux parois solides. Hooper et Boyd 1983 [61] mènent l’analyse de stabilité d’une couche de mélange visqueuse sans conditions de paroi. Les fluides sont donc de dimensions infinies. Le profil de vitesse est proche au profil **d** figure 3.6. Il correspond juste à la zone des épaisseurs de vorticités δ_g et δ_l . L’instabilité qu’ils mettent en avant se développe donc dans cette zone. Hinch 1984 [63] propose une explication de l’effet déstabilisant par une approche phénoménologique illustrée figure 3.8.

Le profil initial change lors du passage d’une instabilité d’amplitude infinitésimale $z = \eta(x)$. Si les profils initiaux sont extrapolés sur la surface déstabilisée, il y a un décalage des vitesses à l’interface matérialisé ici par l’écart de position entre A1 et A2. Comme la continuité des contraintes visqueuses doit être assurée à l’interface, le profil de vitesse cherche à prendre la forme indiquée en pointillé. Ce déplacement de liquide crée un vortex perturbant qui a le même sens de chaque côté de l’interface mais qui est plus intense du côté le moins visqueux. Dans le creux de la vague, les vortex changent de sens. L’advection dans le sens de chaque fluide entraîne un mouvement vers le haut lorsque la vague

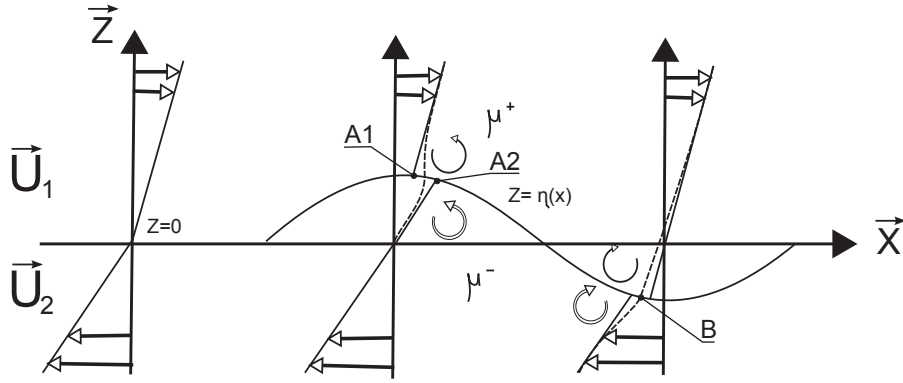


FIGURE 3.8 – Explication de l'instabilité de viscosité appelée H-mode d'après Hinch [63]

est dans les $z+$ et vers le bas lorsqu'elle est dans les $z-$. La perturbation originale se retrouve amplifiée.

Boomkamp et al. 1997 [17], utilisent le même profil de vitesse que Ozgen 1998 [106] mais changent de méthode de calcul. Ils utilisent la méthode de collocation de Tchebychev qui permet d'obtenir tout les modes instables simultanément. Cette méthode consiste à trouver toutes les fonctions propres de l'équation de dispersion en utilisant des polynômes de Tchebychev. La résolution est temporelle et pour diminuer les temps de calcul, la couche de mélange est divisée en trois sous-parties : une partie qui part du liquide avec une forme logarithmique qui précède une croissance linéaire de U_g avant de finir sur une partie où $U_g = \text{cte}$. Ce découpage n'affecte pas la détermination des modes mais augmente la résolution des courbes résultats par diminution du temps de calcul. Seules les fonctions de courant dans la dernière partie sont trouvées analytiquement. Cette méthode est décrite plus en détail dans Boomkamp 1998 [18]. L'utilisation de cette méthode permet de regarder la stabilité hydrodynamique dans le cas d'un film tombant cisailé et confiné, Boomkamp et Miesen 1997 [19]

Yecko, Zaleski et Fullana 2002 [129] et Boeck et Zaleski 2005 [15] reprennent les travaux sur cette instabilité visqueuse, en généralisant l'étude aux grands Reynolds et en utilisant un autre profil de vitesse. Leur objectif est de montrer que l'analyse inviscide d'un profil linéaire par morceau n'est pas suffisante pour capturer l'instabilité de cisaillement de Raynal 2007. Ces auteurs réalisent une étude de stabilité linéaire d'une couche de mélange diphasique en utilisant une fonction erreur $U_{g/l}(y) = U_{g/l} \text{erf}(y/\delta_{g/l})$ pour représenter le profil de vitesse \mathbf{e} , figure 3.6 dans chaque phase. Cette fonction erreur permet de garantir la condition de continuité des contraintes de cisaillement à l'interface lors de l'ajout de viscosité dans le modèle. La vitesse interfaciale U_i n'est plus un paramètre libre. Pour résoudre temporellement les équations d'Orr-Sommerfeld, ils utilisent une méthode de collocation de Tchebyshev utilisé par Boomkamp et al. dans le cas de film mince [17]. Cette méthode est plus complexe à mettre en oeuvre que la méthode de tir mais donne directement l'ensemble de tous les modes instables.

Ces auteurs se focalisent sur les grands Reynolds pour comparer les modèles visqueux et inviscides équitablement. Ils regardent aussi le rapport de densité air/eau afin de faire des comparaisons avec les expérimentations de Marmottant et Villermaux 2004 [87].

Les résultats de cette étude montrent que le mode le plus instable est visqueux. Ce mode est associé au mécanisme décrit par Hinch 1984 [63], lié à la différence de viscosité.

Ce mode visqueux a un taux de croissance proche de ceux mesurés expérimentalement, sur les expériences du banc coaxial de Marmottant, bien que la fréquence associée soit bien trop grande. Ces taux de croissance mesurés correspondent cependant à la zone de croissance algébrique des vagues ce qui nuance le bon accord observé. Le nombre d'onde de ce mode, pour les grands Reynolds et dans le cas air/eau, est proportionnel à $Re^{1/2}$. Avec une échelle de longueur caractéristique du problème δ_g , la longueur d'onde λ doit varier en fonction de $U_g^{-3/4}$. Les expériences de Marmottant 2001 [85], ainsi que les résultats de Ben Rayana 2007 [13], illustrée figure 3.4, donnent la tendance de λ en $U_g^{-1/2}$. Cette différence, dans la valeur absolue des fréquences, mais aussi dans les tendances en fonction de

U_g montre que même l'apport de viscosité n'est pas suffisant pour obtenir un modèle exact et que d'autres considérations sont encore nécessaires.

Yecko et Zaleski 2005 [130] développent une théorie des croissances transitoires pour contrôler la différence entre perturbation bidirectionnelle et tridimensionnelle. Ils trouvent que dans certains cas, les perturbations tridimensionnelles sont plus instables que les bidimensionnelles mais ces résultats ne sont pas comparés aux expérimentations.

3.1.3 Synthèses des modèles réussis

Dans cette section, nous avons étudié comment les modèles d'instabilités de cisaillement se sont complexifiés au cours du temps. Au départ, nous avons des modèles simples entièrement résolubles sans outil informatique. Le profil de vitesse ne prend pas en compte la longueur caractéristique δ_g du cisaillement et la résolution est temporelle. L'ajout de δ_g de la gravité et de la tension de surface donne des formulations plus cohérentes avec la réalité. Un gros saut de complexité technique est franchi lorsque la viscosité est prise en considération. Il faut ensuite attendre le développement de méthodes numériques performantes pour résoudre spatialement les équations de dispersion et analyser des modèles sur de larges gammes de paramètres, notamment le nombre de Reynolds gaz. En ce qui concerne les expériences réalisées par Raynal 1997 et Ben Rayana 2007 au LEGI, nous avons vu que la prise en compte de la viscosité ne permettait pas de prédire correctement les caractéristiques du mode instable (Boeck & Zaleski 2005). Nous présentons dans la section suivante comment l'analyse de stabilité inviscide élémentaire peut être améliorée pour mieux rendre compte des résultats expérimentaux.

3.2 Construction d'un modèle avec déficit de vitesse à l'interface

Dans cette section, nous montrons les détails du modèle inviscide développé au LEGI au début de mes travaux de thèse. Celui-ci prend en compte un déficit de vitesse au niveau de la plaque de séparation de phase et utilise une résolution spatiale. Le développement de cette modélisation est motivé par les constats suivants :

- Les résultats antérieurs, que nous avons détaillés section 3.1.1, montrent que les tendances mesurées sont en accord avec le modèle théorique inviscide mais que le préfacteur n'est pas identique sur tout les jeux de données.
- Il existe forcément un déficit de vitesse lors de l'injection des fluides puisque des couches limites se forment de chaque côté du couteau de séparation des phases. L'influence de ce déficit est inconnue puisqu'elle n'est pas prise en compte dans les modèles utilisés jusqu'à maintenant.

Les résultats de cette section 3.2 ont fait l'objet d'une publication dans Physics of Fluids (Matas, Marty & Cartellier 2011 [89]).

3.2.1 Construction du modèle inviscide

L'analyse de stabilité utilisée dans le modèle de Matas et al. 2011 [89] reprend les notations et principes de l'analyse de Raynal et al. [111] [112] exposée au chapitre 3.1.2. La viscosité des fluides n'est pas prise en compte dans le modèle excepté dans le profil de base avec les épaisseurs de vorticité. Les vitesses de base sont notées U avec U_g pour la phase gazeuse et U_l pour la phase liquide. La vitesse à l'interface est notée U_i comme illustré figure 3.9.

Les perturbations sont notées u, v, w pour les vitesses, p pour les pressions et la position de l'interface η . La tension de surface σ ainsi que la gravité g sont négligées pour le moment mais peuvent être facilement introduites. Les équations de bilans de masse et de quantité de mouvement sont linéarisées et nous recherchons les modes normaux $\tilde{\mathbf{u}}(k_x, k_y, z, \omega)e^{i(k_x x + k_y y - \omega t)}$ du système résultant. En projetant sur l'axe vertical pour résoudre la composante \tilde{w} de la perturbation de vitesse nous obtenons l'équation 3.11 qui se réduit à l'équation 3.12 en posant ρ constant hors de l'interface.

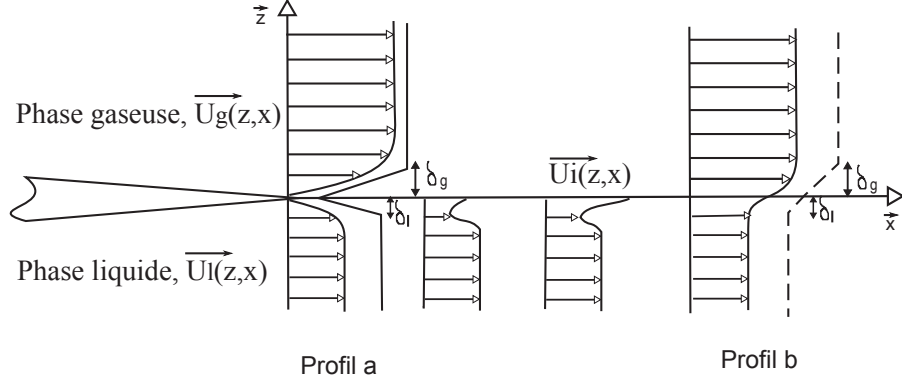


FIGURE 3.9 – Évolution spatiale du profil des vitesses liquide et gaz. La ligne continue représente le profil avec déficit de vitesse et la ligne discontinue est le profil de Raynal 1997 avec vorticité dans les deux phases.

$$\frac{d}{dz} \left[\rho(-\omega + k_x U) \frac{d\tilde{w}}{dz} - \rho k_x \frac{dU}{dz} \tilde{w} \right] - \rho k^2 (-\omega + k_x U) \tilde{w} = 0 \quad (3.11)$$

$$\rho(-\omega + k_x U) \left(\frac{d^2 \tilde{w}}{dz^2} - k^2 \tilde{w} \right) = \rho k_x \frac{d^2 U}{dz^2} \tilde{w} \quad (3.12)$$

A ce stade du développement, le choix du profil de vitesse conditionne la difficulté de résolution. Les investigations menées lors de la qualification du banc d'atomisation 2.3 permettent de justifier le choix du profil de vitesse avec déficit. Il s'agit de la première évolution du modèle de Raynal 1997 [112]. Pour obtenir une résolution analytique de \tilde{w} nous pouvons chercher à annuler le membre droit de l'équation 3.12. Un profil **a** linéaire par morceau (lignes fines continues de la figure 3.9) est une approximation du profil réel. Il fait apparaître les épaisseurs de vorticité liquide δ_l et gaz δ_g ainsi que le déficit de vitesse au niveau du couteau. Le déficit de vitesse n'est pas nécessairement égal à zéro et peut devenir un paramètre. Il est important de noter que la notion de viscosité des fluides est toujours présente par l'intermédiaire des épaisseurs de vorticité.

L'équation 3.12 se réduit donc pour chacune des deux phases à :

$$\frac{d^2 \tilde{w}}{dz^2} - k^2 \tilde{w} = 0$$

Pour chacune des phases nous obtenons deux solutions, une solution dans la partie U_∞ du type $w = Ae^{\pm kz}$ et une autre solution dans la couche limite du type $w = Be^{-kz} + Ce^{-kz}$. Les conditions de saut sont la continuité de la perturbation de vitesse et la continuité de la contrainte normale. En posant ces conditions de saut à l'interface $z = 0$ mais aussi aux points de changements de pente à $z = -\delta_l$ et $z = \delta_g$ nous obtenons trois équations. Trois autres équations 3.13 sont obtenues en intégrant l'équation 3.11 aux mêmes emplacements.

$$\begin{aligned} (-\omega + k_x U_g) k \left[Ae^{-k\delta_g} - Be^{-k\delta_g} + Cke^{k\delta_g} \right] - k_x \gamma_g Ae^{-k\delta_g} &= 0 \\ (-\omega + k_x U_l) k \left[-De^{-k\delta_l} + Eke^{k\delta_l} - Fe^{k\delta_l} \right] - k_x \gamma_l Fe^{k\delta_l} &= 0 \\ (-\omega + k_x U_i) k \left[\rho_g(-B + C) - \rho_l(-D + E) \right] - \rho_g k_x \gamma_g (B + C) \\ &\quad + \rho_l k_x \gamma_l (D + E) = 0 \end{aligned}$$

Dans ces équations nous posons : $\gamma_g = (U_g - U_i)/\delta_g$ et $\gamma_l = (U_i - U_l)/\delta_l$. Nous nous intéressons uniquement à la propagation suivant la direction \vec{x} de l'écoulement donc $k_y = 0$. En posant que le déterminant de ce système de six équations est nul, nous obtenons la relation de dispersion du

problème, présentée sous forme matricielle par l'équation 3.13.

$$\begin{vmatrix} 0 & 1 & 1 & -1 & -1 & 0 \\ 1 & -1 & -e^{2K} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -e^{2K/n} & -1 & 1 \\ 0 & \left[-r - \frac{r(1-\alpha_i)+n(\alpha_l-\alpha_i)}{-\Omega+K\alpha_i} \right] & \left[r - \frac{r(1-\alpha_i)+n(\alpha_l-\alpha_i)}{-\Omega+K\alpha_i} \right] & 1 & -1 & 0 \\ -1 + \frac{1-\alpha_i}{-\Omega+K} & 1 & -e^{2K} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -e^{2K/n} & 1 & -1 - n \frac{\alpha_i-\alpha_l}{-\Omega+K\alpha_l} \end{vmatrix} = 0 \quad (3.13)$$

Plusieurs groupes adimensionnels sont introduits pour augmenter la lisibilité du problème : $r = \rho_g/\rho_l$ est le rapport de densité, $n = \delta_g/\delta_l$ est le rapport des épaisseurs de vorticité, $\alpha_i = U_i/U_g$ et $\alpha_l = U_l/U_g$ sont respectivement la vitesse à l'interface et la vitesse liquide adimensionnées par U_g . $\Omega = \omega\delta_g/U_g$ et $K = k\delta_g$ sont respectivement la fréquence et la longueur d'onde de l'instabilité. Lorsque nous utilisons le modèle avec déficit de vitesse à l'interface, profil (a) figure 3.9, $\alpha_i = 0$. Dans le cas où nous voulons modéliser le profil b sans vorticité liquide, nous avons $\alpha_i = \alpha_l$. Le paramètre U_i est donc représentatif du déficit de vitesse.

Cette relation de dispersion peut être résolue numériquement par la suite pour des solutions spatiales ou temporelles. Dans le cas d'une résolution spatiale, la variable ω est réelle et le nombre d'onde k est complexe. La fréquence est celle qui minimise le taux de croissance spatial négatif k_i . La perturbation est instable si $k_i < 0$. Cette résolution est programm e sous *Matlab*   l'aide notamment de la fonction *fsolve*. La figure 3.10 montre un exemple de résultats pour le taux de croissance théorique ki_{theo} et

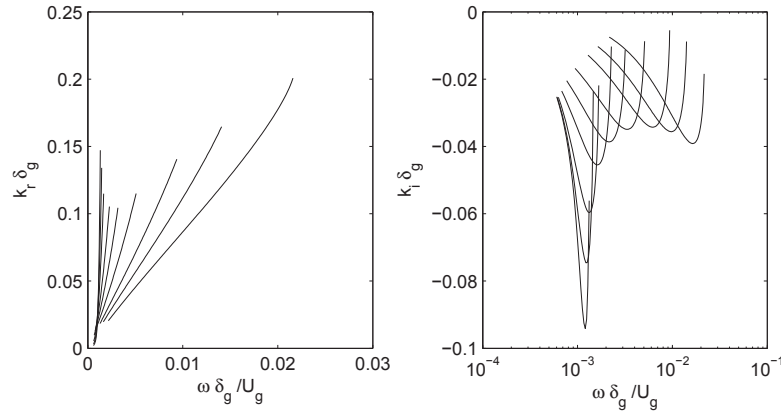


FIGURE 3.10 – Nombre d'onde k_r et taux de croissance k_i adimensionné obtenus par l'analyse de stabilité en fonction de la fréquence adimensionnée $\omega\delta/U_g$ pour différents rapports $U_l/U_g = 5.10^{-4}$, 10^{-3} , 2.10^{-3} , 5.10^{-3} , 10^{-2} , 2.10^{-2} , 4.10^{-2} , 6.10^{-2} et 9.10^{-2} (de gauche à droite). $\delta_g/\delta_l = 1$, et $\rho_g/\rho_l = 10^{-3}$.

la longueur d'onde kr_{theo} en fonction de la fréquence ω . Chacun de ces paramètres est adimensionné par la longueur caractéristique δ_g ou le temps caractéristique δ_g/U_g . Dans cet exemple $\alpha_i = 0$. Sur la figure de droite, la fréquence la plus instable $\omega(ki_{min}) = \omega_{theo}$ se situe dans le fond de la cloche où ki est minimal. On remarque que la forme du mode ainsi que ω_{theo} varient en fonction du rapport de vitesse U_l/U_g . Plus ce rapport est petit, et plus le mode devient étroit. Connaissant ω_{theo} à partir de la figure de droite, il est facile d'obtenir la longueur d'onde associée sur la figure de gauche.

3.2.2 Influence de M sur le mode inviscide

La résolution numérique de l'équation de dispersion fournit les tendances de la fréquence la plus instable, ainsi que le taux de croissance associé, en fonction du paramètre varié. La figure 3.11 montre

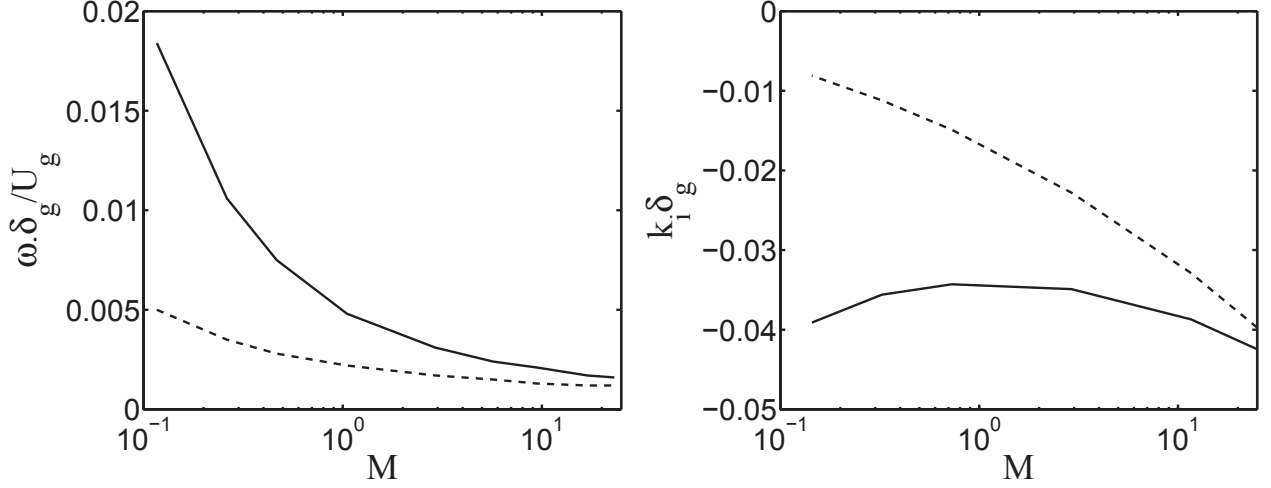


FIGURE 3.11 – Fréquence la plus instable f_{theo} adimensionnée (a) et taux de croissance associé ki_{theo} adimensionné (b) en fonction de M obtenus à l'aide du profil en déficit de vitesse (ligne continue) et du profil Raynal 1997 [112] (ligne discontinue)

la fréquence f_{theo} adimensionnée en fonction de M ainsi que le taux de croissance associé ki . Pour apprécier l'apport du déficit de vitesse, nous avons tracé en ligne pointillée les résultats obtenus avec un profil de vitesse sans déficit (profil b avec $\alpha_i = \alpha_l$ figure 3.9). Sur cette figure, M est varié entre 0.1 et 20 ce qui correspond aux valeurs utilisées pendant les expérimentations. f_{theo} décroît fortement avec M . Cette décroissance est largement plus amplifiée avec le profil en déficit de vitesse, ligne continue, en comparaison au profil classique, ligne en pointillée. Pour les très faibles M inférieurs à l'unité les fréquences peuvent être 3,5 fois supérieures sur la nouvelle modélisation. Cependant, les deux modélisations se rejoignent pour les M plus grands.

Ce constat n'est pas aussi évident pour le taux de croissance ki_{theo} . La figure 3.11 (a) montre sur la même plage de M une variation moins contrastée de ki . Un minimum de croissance $\|ki\|$ est même visible pour $M = 1$ mais les variations de ki restent minimales, moins de 12%. Si nous comparons les deux modèles, le modèle avec déficit de vitesse donne des valeurs de taux de croissance plus grandes que le modèle sans déficit bien que la tendance globale soit différente.

3.2.3 Influence de l'épaisseur de vorticité liquide

La figure 3.12 montre les résultats de l'analyse de stabilité quand le rapport $n = \delta_g / \delta_l$ est varié dans une gamme allant de 0,15    10. Le but est de déterminer si δ_l a une influence sur la nature du mode le plus instable.

Pour n plus grand que 0.5, la pulsation, le taux de croissance et la vitesse du mode le plus instable sont grossièrement indépendants de n puisque le minimum de chaque courbe de k_i est bien centré sur la même pulsation. Par contre lorsque n passe en dessous de 0.5, donc lorsque δ_l devient deux fois plus grande que δ_g , le taux de croissance et le nombre d'onde sont significativement augmentés tandis que la vitesse de groupe diminue. Cette vitesse de groupe correspond à la pente la plus raide de la figure de gauche. Dans la gamme de mesure que nous réalisons à faible M , l'analyse de stabilité prévoit que l'épaisseur δ_l n'affectera pas la nature du mode instable quand il y a un déficit de vitesse.

3.2.4 Modèles asymptotique

Dans le chapitre 3.1 nous avons vu que, d'après l'analyse de stabilité inviscide avec le profil (b) de vitesse, la longueur d'onde du mode le plus instable est dépendante de U_g selon une loi simple :

$$k \approx 1.5 \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/2} \frac{1}{\delta_g} \quad (3.14)$$

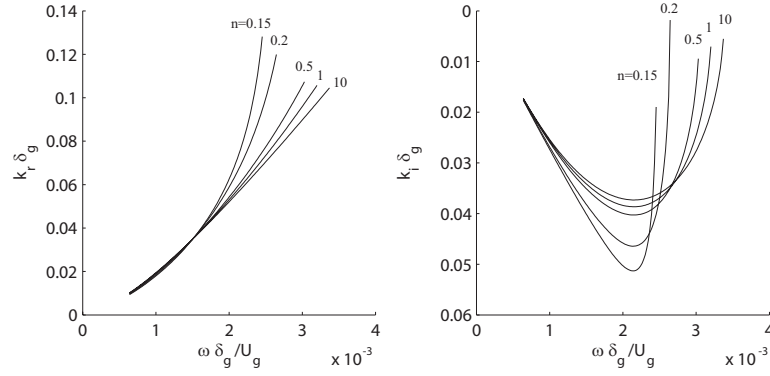


FIGURE 3.12 – Nombre d'onde adimensionné k_r et taux de croissance k_i en fonction de la pulsation adimensionné $\omega \delta_g / U_g$ pour différent rapport d'épaisseur de vorticité gaz/liquide $n = \delta_g / \delta_l = 0.15, 0.2, 0.5, 1$ and 10 (de gauche à droite). Le rapport des vitesses liquide /gaz est fixe $\alpha_l = 10^{-2}$.

Dans Matas et al. 2011 [89] nous avons réalisé une analyse asymptotique de la relation de dispersion autour du mode instable. L'objectif de cette analyse est de retrouver une loi d'échelle simple.

Principe de l'analyse asymptotique

La relation de dispersion obtenue précédemment est relativement complexe et nous posons volontairement des hypothèses fortes pour réussir à la simplifier.

- Le rapport $r = \rho_g / \rho_l$ est considéré comme petit : $r \ll 1$. Ceci est particulièrement vrai pour le cas de notre expérience en eau / air où $r \approx 10^{-3}$. Cette hypothèse permet de ne retenir que les termes avec un r de premier ordre.
- $U_l \ll U_g$. Cette hypothèse se justifie par rapport aux limites de l'instabilité de Kelvin Helmholtz. Le système confluent eau / air n'est instable que dans le cas ou U_l est plus petit que U_g . Pour bénéficier de la première hypothèse sur r nous utilisons M , en posant que M doit être au minimum de l'ordre de 1 ou plus, afin de respecter $U_l \ll U_g$ sachant que $U_l = U_g \sqrt{r/M}$. Cette hypothèse réduit considérablement l'étendue de cette analyse car une grande part de nos points expérimentaux ont un M inférieur à l'unité.
- La dernière hypothèse concerne la forme générale de la solution recherch e. Celle-ci doit correspondre à la forme de l'équation 3.14. Donc la longueur d'onde adimensionnée K doit être proportionnelle à r et du premier ordre, $K = K' \sqrt{r}$ pour $K' = O(1)$. De la même manière, la fréquence doit suivre $\Omega = \Omega' r$ pour $\Omega' = O(1)$.

Avec ces hypothèses hautement simplificatrices nous calculons le déterminant du système d'équation en ne gardant que les termes en r de plus bas ordre.

Résultat pour le profil classique

Dans un premier temps, nous contrôlons la validité de cette analyse en comparant le résultat exprimé équations 3.15 avec les lois d'échelle connues exprimé 3.14. Le profil de vitesse utilisé est donc sans déficit de vitesse, profil b figure 3.9.

$$\Omega'^2 + \left(K'^2 + 2 \frac{K'}{\sqrt{M}} \right) \Omega' + \frac{K'^3}{\sqrt{M}} + \frac{K'^2}{M} + K'^2 = 0 \quad (3.15)$$

Cette équation se résout simplement pour une solution temporelle, Ω est complexe tandis que K reste réel : $\Omega' = (-K'/2)(K' + 2/M + i\sqrt{4 - K'^2})$. Les solutions instables apparaissent pour $K' < 2$ et le mode le plus instable $K' = \sqrt{2}$ est trouvé pour correspondant à $W' = -(1 + \sqrt{2}/M + i)$:

$$k = \sqrt{2} \frac{\sqrt{r}}{\delta_g}$$

$$\begin{aligned}
& \cdot \omega_i = r \frac{U_g}{\delta_g} \text{ and } \omega_r = -r \frac{U_g}{\delta_g} (1 + \sqrt{2}M^{-1/2}) \\
& \cdot v_\phi = \frac{\sqrt{2}}{2} \sqrt{r} U_g + U_l \text{ and } v_g = \sqrt{2} \sqrt{r} U_g + U_l
\end{aligned}$$

Ces expressions s'accordent extrêmement bien avec les résultats trouvés quand la relation de dispersion complète est résolue numériquement. Ils sont aussi compatibles avec les coefficients trouvés numériquement dans les études précédentes. Nous trouvons ici un préfacteur égal à $\sqrt{2}$ pour la longueur d'onde quand la loi d'échelle de Raynal 1997 [112] donne 1.5. La vitesse de phase est légèrement plus petite que la vitesse convective de Dimotakis d'équation 3.2. Le résultat le plus intéressant est la correction en M de la fréquence du mode le plus instable ω_r . La correction $(1 + \sqrt{2}M^{-1/2})$ met en avant que pour des faibles valeurs de M les fréquences théoriques doivent vraisemblablement diverger par rapport à la loi connue. Lorsque M devient grand, on retrouve les résultats précédents.

Résultat pour le profil en déficit

Pour poursuivre cette démarche analytique, nous appliquons la même méthode pour le profil a en déficit de vitesse. Les mêmes suppositions sont faites sur la vitesse liquide, la fréquence adimensionnelle et la longueur d'onde. Une autre hypothèse doit tout de même être ajoutée : l'épaisseur de vorticité liquide doit être telle que $K/n \ll 1$ ce qui est équivalent à $k\delta_l \ll 1$. δ_l doit être petit comparé avec la longueur d'onde de l'instabilité. Ces approximations mènent à la relation de dispersion simplifiée suivante 3.16 :

$$\Omega'^3 - \left(\frac{2K'}{\sqrt{M}} + K'^2 \right) \Omega'^2 + \left(\frac{2K'^3}{\sqrt{M}} + \frac{K'^2}{M} + K'^2 \right) \Omega' - \frac{K'^4}{M} = 0 \quad (3.16)$$

Cette relation est d'un ordre supérieur à la relation précédente. Elle est aussi résolue pour une solution temporelle dans la limite des grands M . Cette limite permet d'obtenir à nouveau une équation d'ordre 2 :

$$\begin{aligned}
& \cdot k = (\sqrt{2} + \tfrac{3}{2}M^{-1/2}) \frac{\sqrt{r}}{\delta_g} \\
& \cdot \omega_i = r \frac{U_g}{\delta_g} (1 + \sqrt{2}M^{-1/2}) \text{ and } \omega_r = -r \frac{U_g}{\delta_g} (1 + \tfrac{5}{2}\sqrt{2}M^{-1/2}) \\
& \cdot v_\phi = \frac{\sqrt{2}}{2} \sqrt{r} U_g + \tfrac{7}{4}U_l \text{ and } v_g = \sqrt{2} \sqrt{r} U_g + \tfrac{5}{2}U_l
\end{aligned}$$

A nouveau, ces relations sont en accord avec la résolution spatiale numérique de la relation de dispersion complète. L'ajout du déficit de vitesse dans l'analyse permet de faire ressortir un correctif en M dans l'expression de la longueur d'onde. Pour les vitesses de phase et de groupe ainsi que pour la fréquence la plus instable ω_r , seuls les coefficients pondérateurs de U_g et U_l évoluent mais les expressions restent proches dans leur forme. En revanche, un coefficient correcteur en M apparait dans l'expression du taux de croissance temporel. On peut noter que le comportement en $M^{-1/2}$ de ω_r correspond à ce que nous visualisons figure 3.11. Pour comparer plus précisément les résultats des deux approches, nous traçons la figure 3.13. Cette figure compare directement les résultats de la résolution numérique de la relation de dispersion complète en spatial avec la formulation asymptotique issue de l'équation 3.16. Les deux résultats sont comparés pour une variation de α_l de sorte que l'on mesure l'influence de la prise en compte de la vitesse liquide. Les deux courbes se superposent correctement tant que le rapport α_l reste inférieur à 0.04 ce qui correspond à un $M > 1$ limite du modèle asymptotique.

3.2.5 Conclusion sur le modèle inviscide avec déficit de vitesse

Le modèle que nous venons de voir est simplifié car il ne prend pas en compte la viscosité mise à part dans le profil de vitesse. Une première étude de la relation de dispersion et du modèle asymptotique met en avant l'influence de M . Un terme correctif en M apparait dans la relation simplifiée de Raynal lorsque l'on introduit le déficit de vitesse. Nous allons donc dans la suite de ce chapitre tester ce modèle en le confrontant à des mesures de fréquences et de taux de croissance sur le banc d'atomisation plane. Pour faire ces mesures, nous développons une méthode LIF.

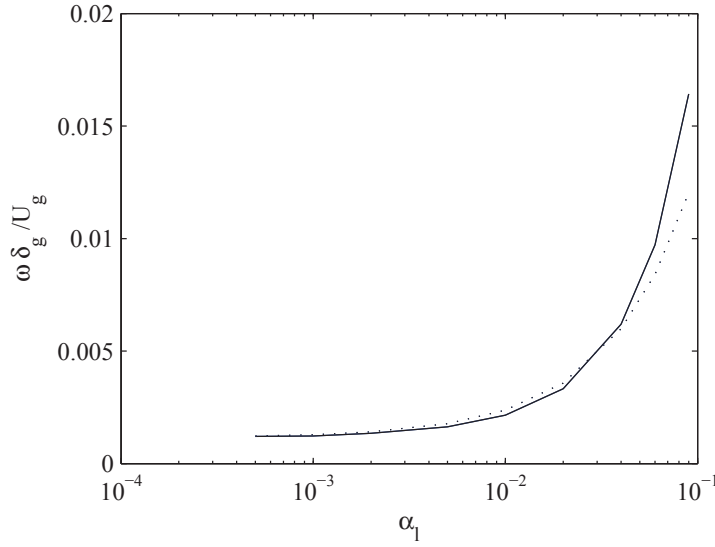


FIGURE 3.13 – Fréquence du mode le plus instable trouvé par la relation de dispersion résolue numériquement et spatialement (ligne continue) ainsi que par le modèle asymptotique $\omega_r = -r \frac{U_g}{\delta_g} \left(1 + \frac{5}{2} \sqrt{2} M^{-1/2}\right)$ (ligne en pointillés) en fonction de α_l . Cas d'un déficit complet, $\alpha_i = 0$.

3.3 Méthode de visualisation par tranche laser

Pour améliorer nos connaissances sur cette instabilité de cisaillement nous mettons en place une technique de visualisation d'une tranche laser longitudinale de l'écoulement. Cette méthode permet d'obtenir un spectre de fréquence image de l'altitude des vagues pour tout point en aval de l'écoulement. Nous obtenons aussi le taux de croissance ainsi que les diagrammes temps fréquence de l'instabilité.

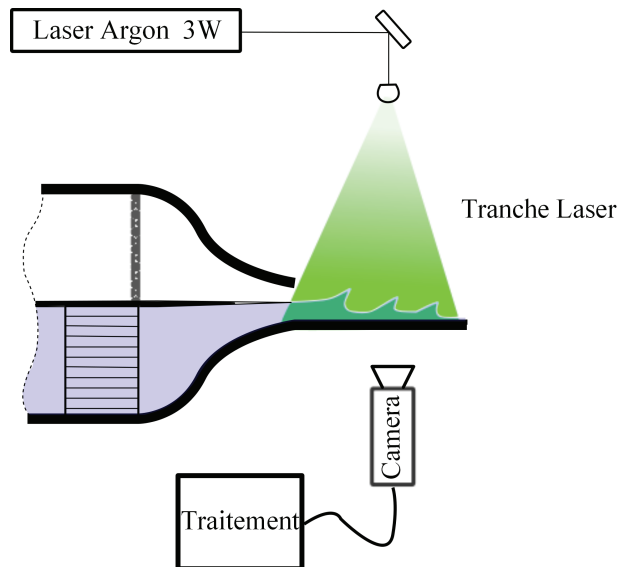
3.3.1 Mise en place de la technique LIF

L'acronyme LIF désigne en anglais *Laser Induced Fluorescence*. Cette technique consiste à ajouter au liquide à étudier un colorant fluorescent qui absorbe la lumière émise par un laser sur une longueur d'onde et la réémet sur une autre longueur d'onde. Le rayon laser est diffracté par un barreau cylindrique pour former une nappe plane fine qui est ensuite visualisée par une caméra haute cadence. L'objectif de la caméra est muni d'un filtre qui élimine la longueur d'onde du laser pour ne laisser passer que la longueur d'onde fluorescée. Le dispositif expérimental est donné figure 3.14.

Nous utilisons un laser Argon, qui émet une lumière entre 488 et 514 nm, et de la fluorescéine qui transmet dans les 521 nm. Contrairement au couple laser YAG et traceur de Rhodamine, la lumière dans la nappe est plus uniforme et l'injecteur ne s'encrasse pas sous les dépôts chimiques.

Le plan laser peut être légèrement incliné par rapport à la verticale. La caméra est positionnée perpendiculairement au plan laser avec un léger angle. Cette position rasante permet de filmer l'interface au travers de l'air uniquement de sorte que l'altitude des vagues n'est pas déformée par le passage de vagues plus proches où par des médias d'indice de diffraction différent comme la semelle en plexiglass. L'épaisseur de liquide est donc très difficile à évaluer avec cette méthode. L'angle entre la caméra et la nappe est proche de 90° avec une légère inclinaison par rapport à l'horizontale qui peut être pris en compte. Pour calibrer l'altitude de l'interface, nous utilisons une mire qui donne pour une position de la caméra un rapport entre pixel et longueur métrique.

L'obtention d'images de qualité suffisante pour un traitement numérique est le résultat d'un compromis entre l'intensité lumineuse fournie par le laser, la concentration en fluorescéine, l'utilisation

FIGURE 3.14 – Schéma de mise en place de la méthode *Laser Induced Fluorescence*

du filtre, la sensibilité de la caméra et l'ouverture de l'objectif. Le compromis entre ces paramètres dépend fortement de ce que nous voulons mesurer et le facteur limitant est bien souvent la puissance laser.



FIGURE 3.15 – Illustration d'une tranche de l'écoulement éclairé avec la méthode LIF et en lumière blanche

Capture de l'interface L'algorithme de capture de l'interface eau/air suit une méthode classique de détection par seuillage et gradient maximal proposé par Sobel 1994 [118]. La figure 3.16 illustre la vectorisation de la tranche laser pour deux conditions d'écoulement.

Le trait lumineux en début d'injection sur les images brutes correspond au reflet de la tranche laser sur le couteau de séparation des phases. Dans le cas de mesure de taux de croissance, ce trait sert de référence spatiale.

Étant donné le fort contraste de lumière dans les vidéos réalisées, l'algorithme de traitement que nous appliquons est très simple et rapide. La diffraction de la lumière par le barreau cylindrique ne permet pas d'obtenir une intensité lumineuse constante dans toute la tranche, notamment lorsque nous étudions les faibles H_l . Pour chaque colonne de l'image à traiter, l'intensité lumineuse I_{lum} est normalisée par l'intensité maximale $\max(I_{lum})$ de la colonne afin d'uniformiser la lumière sur l'axe de l'écoulement. $\max(I_{lum})$ de chaque colonne est souvent proche de l'interface. Ensuite un premier balayage de chaque colonne permet une détection grossière de l'interface par seuillage. L'intensité lumineuse de seuillage est fixée arbitrairement comme la moyenne de $\max(I_{lum})$ et $\min(I_{lum})$ sur

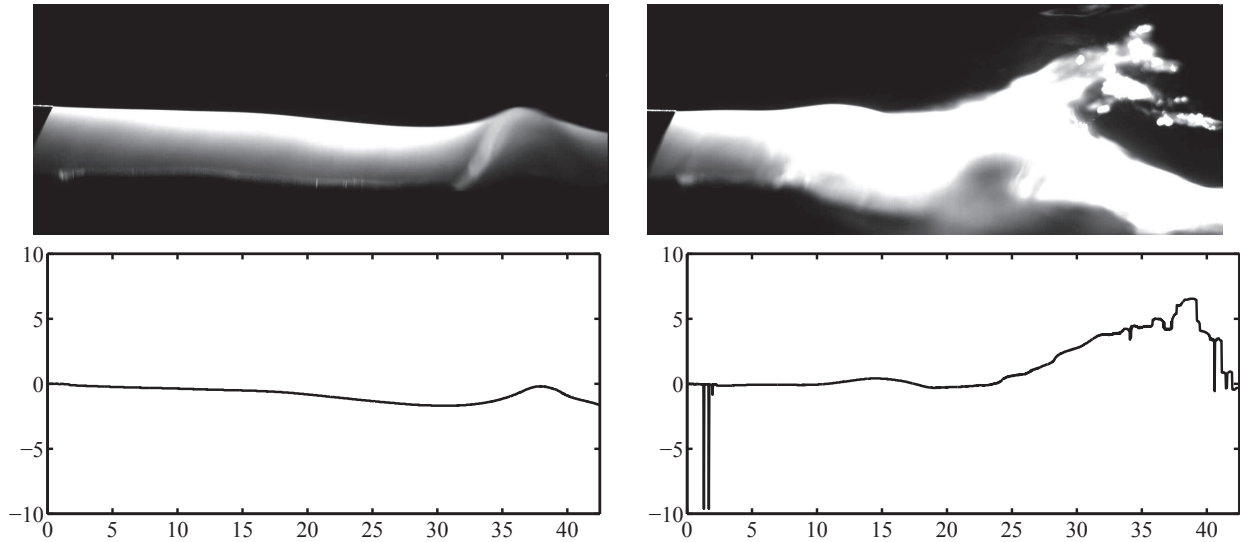


FIGURE 3.16 – Exemple de capture d’interface liquide/gaz pour deux conditions d’injection différente. $U_g = 10 \text{ m/s}$ et $U_l = 0.35 \text{ m/s}$ à gauche et $U_g = 20 \text{ m/s}$ et $U_l = 0.7 \text{ m/s}$ à droite. $H_l = 10 \text{ mm}$ et $ep = 0.2 \text{ mm}$

chaque colonne.

Nous calculons ensuite le gradient de I_{lum} suivant la direction perpendiculaire à l’écoulement, direction des colonnes de l’image, dans la zone proche du premier balayage. L’emplacement du gradient max détermine l’altitude h du changement de phase. Ce traitement est répété sur chaque colonne et image du film afin d’obtenir une matrice $h(x, t)$ permettant de reconstituer l’historique spatio-temporel de l’interface eau/gaz.

L’image de droite de la figure 3.16 montre que même lorsque l’atomisation commence, nous capturons la crête de vague.

3.3.2 Mesure de fréquence de l’instabilité de cisaillement

La mesure de fréquence de l’instabilité de cisaillement est réalisée dans la zone de l’écoulement où l’atomisation n’est pas ou peu amorcée. La localisation spatiale de la mesure est discutée en annexe B. Pour une position donnée x_{mes} sur l’écoulement nous connaissons $h(x_{mes}, t)$. Un exemple de tracé de h est donné figure 3.17.

L’analyse de stabilité linéaire nous donne une relation entre la fréquence d’oscillation et le taux de croissance d’une perturbation. En appliquant une transformée de Fourier classique sur le vecteur $h(x_{mes}, t)$ nous obtenons un spectre dans l’espace des fréquences qui nous permet de déterminer la fréquence la plus amplifiée. A priori, cette fréquence est celle qui a le plus fort taux de croissance dans l’analyse de stabilité, permettant ainsi une comparaison entre modèle et mesures. Cependant, le spectre de fréquence expérimental peut révéler qu’il n’y a pas seulement une fréquence amplifiée mais plusieurs.

La figure 3.18 de gauche montre par exemple un mode le plus amplifié à 100 Hz . La puissance spectrale du bruit est ici d’environ $3 \text{ mm}^2.s$ alors que le mode le plus amplifié a une puissance de $6 \text{ mm}^2.s$ ce qui correspond à un rapport bruit sur signal de $1/2$.

Lorsque le système se comporte en amplificateur de bruit nous cherchons à le réduire par un effet de moyenne en découpant le signal. Cette méthode proposée par Welch 1967 [128], permet de faire ressortir une fréquence moyenne au détriment de sa résolution. La figure 3.18 de droite montre comment le spectre initial est transformé par cette méthode.

Cette méthode introduit trois paramètres de traitement : la largeur de fenêtrage, le chevauchement et le type de fenêtre. Les figures 3.19(a) et 3.19(b) montrent comment le spectre évolue en fonction

des paramètres de traitement.

La largeur de fenêtrage correspond au nombre d'échantillons à prendre en compte dans chaque fenêtre transformée. Pour simplifier l'analyse, nous transformons ce paramètre en nombre de découpage du signal principal. Par exemple un signal échantillonné avec une fréquence $f_{acq} = 1000 \text{ Hz}$ sur un intervalle de temps de 1 s , soit 1000 échantillons, à une résolution de $1/1000 \text{ Hz}$. En découpant ce même signal 10 fois nous avons une résolution qui chute à $1/100 \text{ Hz}$. Pour pallier cette baisse de résolution, il est nécessaire d'augmenter le temps d'acquisition du signal.

Le chevauchement permet de découper le signal en superposant une partie de chaque bout avec son suivant. Ce paramètre ne fait que lisser le spectre sans changer la position des pics et reste donc secondaire. Le type de fenêtre permet de pondérer chaque point de la fenêtre de découpage afin d'éliminer les pics secondaires qui apparaissent inévitablement lors du découpage. Dans notre cas nous utilisons une fenêtre *Hamming* qui favorise l'amplitude des pics principaux de fréquence.

Suivant les objectifs des études menées sur les fréquences d'instabilités, les paramètres de mesure seront adaptés pour faire ressortir l'information utile. Le nombre de découpages du signal est le paramètre de traitement N_{dec} .

3.3.3 Mesure du taux de croissance

Pour mesurer le taux de croissance spatial des instabilités, nous devons obtenir un profil d'amplitude $A(x)$ des vagues au cours du temps et en chaque position en aval de l'injection. Cette opération revient à calculer $A(x) = \max(h(x, \forall t)) - \min(h(x, \forall t))$. La méthode LIF nous permet plusieurs possibilités pour mesurer $A(x)$. La solution la plus simple consiste à superposer l'ensemble des images des films pour obtenir l'enveloppe supérieure. Pour l'enveloppe inférieure il suffit de retenir l'ensemble des pixels de plus basse intensité lumineuse. L'amplitude des vagues correspond alors à la différence entre ces deux enveloppes.

En visionnant les films, nous constatons que certains événements extrêmement rares ont une amplitude bien plus grande que les vagues d'occurrence commune. Ces événements ne sont pas représentatifs de la croissance normale. Comme la méthode de superposition utilise un opérateur maximum et minimum, $A(x)$ n'est défini *in fine* que par un événement, celui de plus grande amplitude. Pour pallier ce problème, nous construisons un profil d'amplitude calculé à partir de l'ensemble des interfaces selon une méthode statistique. La figure 3.20 montre comment est construit $A(x)$ à partir de $h(x)$.

Tout d'abord nous traçons les enveloppes minimales et maximales de h , ligne en pointillé, ainsi que la valeur moyenne de h , ligne continue. L'abscisse $x = 0$ correspond au lieu de l'injection des phases

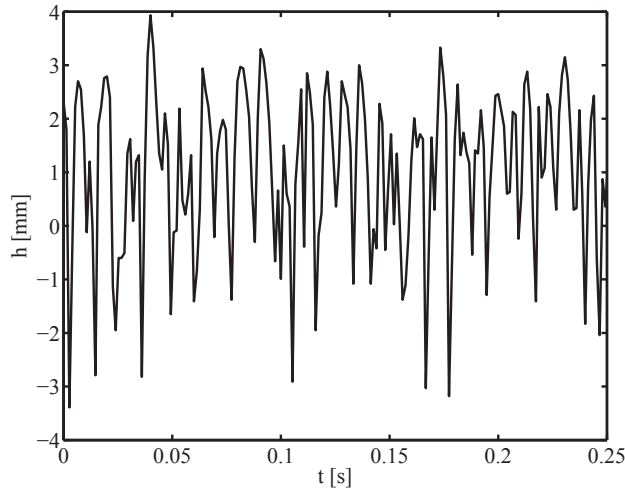


FIGURE 3.17 – Exemple d'un signal temporel $h(x_{pos}, t)$ à $U_g = 27 \text{ m/s}$ et $U_l = 1 \text{ m/s}$.

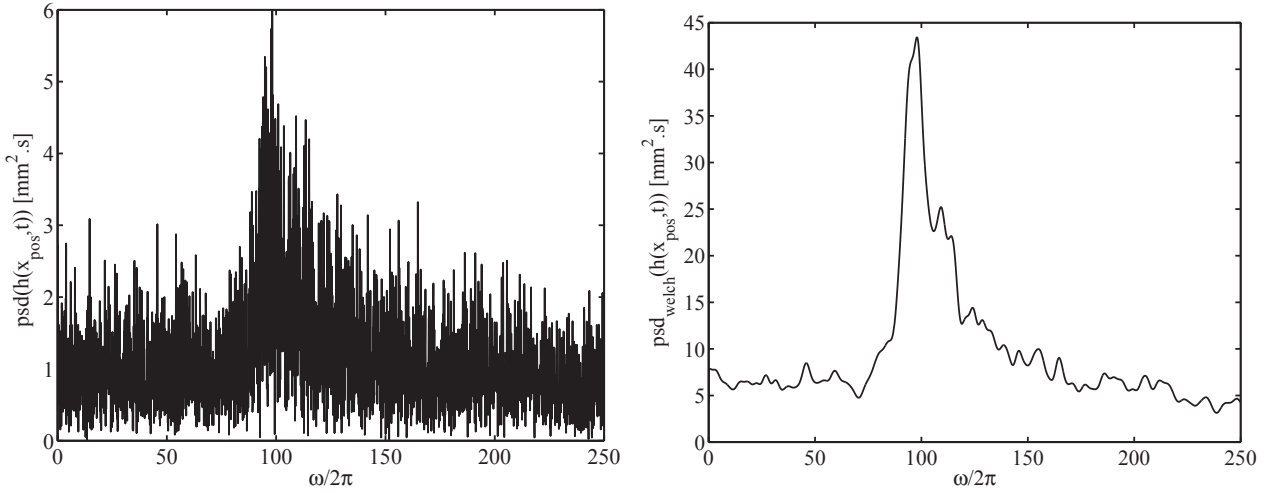


FIGURE 3.18 – Exemple d'un spectre de fréquence obtenu par transformée de Fourier classique à gauche et obtenu avec la méthode de Welch à droite, le signal est découpé 30 fois avec 90 % de chevauchement. $U_g = 27 \text{ m/s}$ et $U_l = 1 \text{ m/s}$.

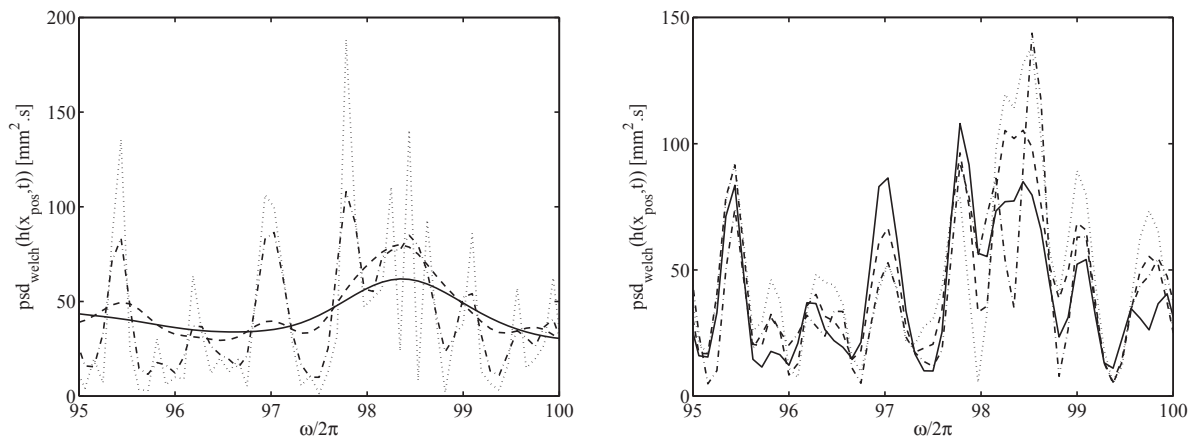
et l'écoulement des fluides suit les x positifs.

Pour chaque ligne x_{pos} en aval de l'injection, nous traçons ensuite la fonction de densité de probabilité (pdf) de $h(x_{pos}, \forall t)$. Les trois diagrammes de la figure 3.20 sont les pdf pour $x_{pos} = 1.5, 3$ et 5 mm . Comme l'amplitude augmente en suivant l'écoulement, les pdf s'élargissent et les queues de distribution s'allongent. Nous pouvons produire plusieurs moments statistiques sur ces pdf afin de décrire l'évolution de la morphologie des vagues.

Pour filtrer les événements exceptionnels nous intégrons la psd de chaque ligne afin de filtrer les 1% d'événements les moins probables. Les valeurs de coupure a et b de h sont déterminées suivant l'équation 3.17.

$$P(a < h(x_{pos}, \forall t)) = \int_a^\infty pdf(h)dh = P(h(x_{pos}, \forall t) < b) = \int_{-\infty}^b pdf(h)dh = 0.99 \quad (3.17)$$

Les lignes en pointillés discontinus représentent a et b en fonction de x . Ces valeurs sont calculées à partir de l'ensemble des $h(x_{pos})$ ce qui permet d'obtenir un profil $A(x)$ avec une résolution inférieure



(a) Nombre de découpages du signal. Ligne pointillée : 1 ; mixte : 2 ; discontinue : 5 ; continue : 10.

(b) Niveau de chevauchement du signal. Ligne pointillée : 0,001 ; mixte : 0,2 ; discontinue : 0,5 ; continue : 0,99.

FIGURE 3.19 – Influence des paramètres de la méthode de Welch. $U_g = 27 \text{ m/s}$ et $U_l = 1 \text{ m/s}$

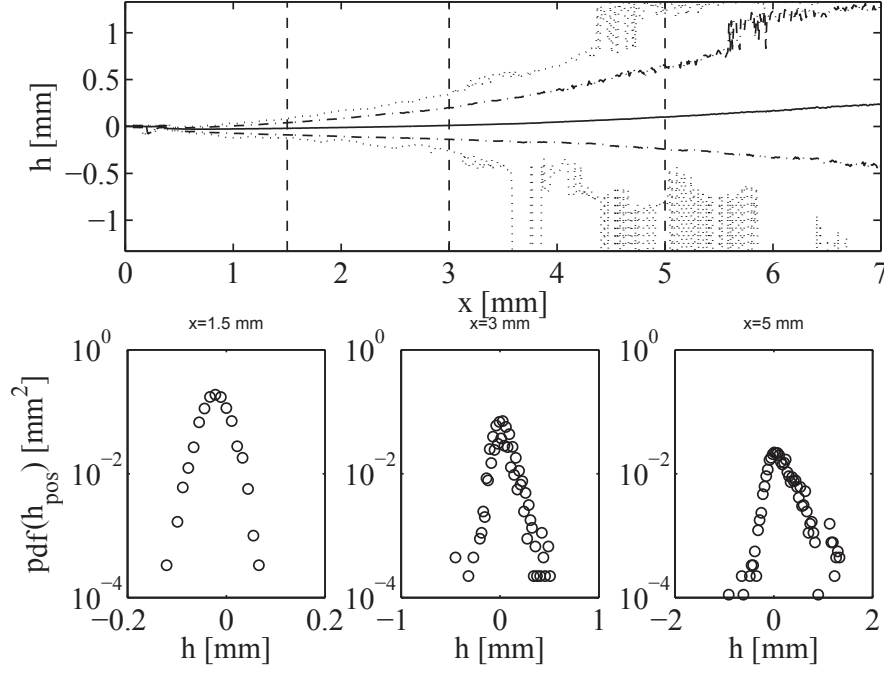


FIGURE 3.20 – Illustration de la méthode de mesure de $A(x)$. $U_g = 17 \text{ m/s}$ et $U_l = 1 \text{ m/s}$. $\bullet\bullet$: h_{min} et h_{max} , $-\bullet-$: enveloppe filtrée à 0.01%, $-$: h moyen

au pixel. Le filtrage agit ainsi comme une méthode d'interpolation pour les extremums. L'aspect lissé et continu de $A(x)$ est favorable à une mesure répétable du taux de croissance des vagues. Par la suite le profil d'amplitude des vagues $A(x)$ utilisé pour les mesures de taux de croissance est calculé comme la différence entre $a(x)$ et $b(x)$.

3.3.4 Conclusion sur la méthode LIF

Nous avons à présent une méthode de mesure qui nous permet d'obtenir conjointement la fréquence de l'instabilité de cisaillement ainsi que son taux de croissance. Cette méthode autorise l'analyse du contenu spectral de l'oscillation d'interface plus finement que la méthode par diode laser utilisée par Raynal 1997 [112] car elle génère un rapport bruit sur mesure plus faible. Cette méthode permet aussi de contrôler la stabilité spatiale et temporelle de la mesure sur un point de fonctionnement donné. Les résultats de ces contrôles sont donnés en annexe B.

3.4 Mesure à faible M et comparaison au modèle théorique

A l'aide de la méthode LIF nous nous proposons de réaliser une série de mesures pour des points de fonctionnement à faible M . Cette série est nomenclaturée pour la suite du manuscrit : série **A**. L'objectif de cette étude est d'utiliser la possibilité de mesure conjointe du taux de croissance et de fréquence pour se confronter aux modèles théoriques de stabilité avec et sans déficit de vitesse. Nous vérifions aussi la validité du modèle asymptotique.

L'ensemble des mesures réalisées dans cette section sont réalisées avec l'injecteur dans sa configuration initiale N°1 identique aux précédentes études.

3.4.1 Cartographie des mesures de la série A

La figure 3.21 donne les points de fonctionnement des mesures de cette section. Le choix des points de mesure est conditionné par les capacités du banc expérimental ainsi que par la physique étudiée. Nous voulons obtenir une mesure conjointe du taux de croissance et de la fréquence ce qui

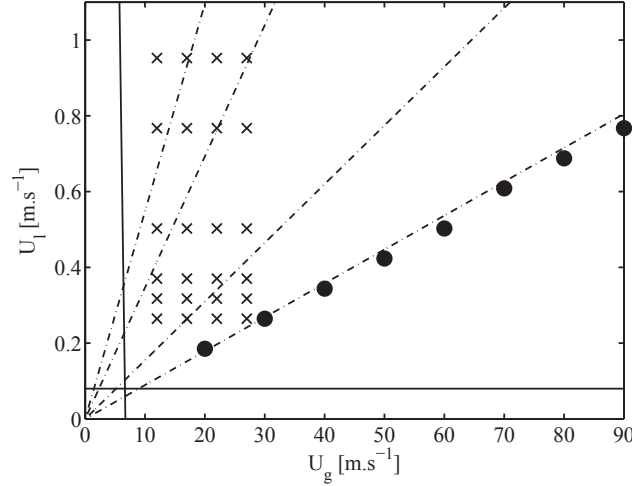


FIGURE 3.21 – Cartographie des points de mesure pour M variable. \times : Série **A** faible M , \bullet : Série de référence Ben Rayana 2007, $-$: limite de stabilité, $-.$: isovaleur de M .

impose de limiter U_g entre 12 et 27 m/s afin de conserver une précision optimale dans la mesure de ki . Le motif \times représente la série **A** que nous allons exploiter. Ce sont les résultats exploités dans Matas et al. 2011 [89]. M est compris entre 0,25 et 12. La ligne continue verticale représente la limite de stabilité hydrodynamique théorique en deçà de laquelle aucune onde n'est observée. Cette limite est validée expérimentalement et correspond au modèle théorique de Raynal 1997. La ligne continue horizontale, représente quant à elle la limite basse de mesure des rotamètres. Les bords des graphiques sont les limites de vitesses en gaz et eau atteignables sur la configuration expérimentale $N^\circ 1$. La série \bullet correspond à la série de référence utilisée communément par Hong 2003 [58] et Ben Rayana 2007 [13] pour un M constant et proche de 16. Le nombre de données collectées et analysées pour cette série la positionne comme une référence pour faire le lien entre les différents expérimentateurs.

3.4.2 Fréquence mesurée f_{mes} en fonction de U_l et U_g pour la série **A**

La figure 3.22 donne les résultats de f_{mes} en fonction de U_g à gauche et de U_l à droite.

Sur la figure de gauche, les séries représentent des U_l distincts et la ligne continue représente la dépendance en fréquence en $U_g^{3/2}$. Cette tendance représente le modèle théorique de Raynal 1997 que nous avons abordé section 3.1. Les barres d'erreur ne sont pas mentionnées pour augmenter la lisibilité du graphique. Bien évidemment la fréquence croît avec U_g pour toutes les séries U_l . Bien que notre plage de variation de U_g soit faible, on remarque que l'ensemble des points suivent globalement la tendance en $U_g^{3/2}$ mais se dispersent autour de la ligne continue suivant la valeur de U_l .

Pour contrôler l'influence de U_l plus précisément, la figure de droite 3.22 montre f_{mes} en fonction de U_l cette fois ci pour des séries de U_g . Sur ce graphique nous faisons exactement les mêmes constats que pour l'influence de U_g . Par exemple pour la série en $U_g = 12 m/s$ la fréquence passe de 12 Hz à 34 Hz soit un triplement de sa valeur pour une variation de U_l de 0,25 à 0,95 m/s . Pour la série en $U_g = 27 m/s$ cet écart est moindre puisque f_{mes} passe de 24 à 62 Hz . Ces données montrent clairement que la vitesse liquide doit être prise en compte dans la modélisation si nous voulons un modèle plus précis.

3.4.3 Comparaison des mesures avec les modèles théoriques asymptotiques inviscides

A faible M le dard liquide devient plus long. Les interfaces sont parallèles plus longtemps et les hypothèses de l'analyse de stabilité sont mieux respectées. Cependant les modèles asymptotiques sont

valables pour les grands M . Comment l'accord avec la série **A** se fait-il ?

Nous reprenons les données en posant la fréquence sous sa forme adimensionnée par la longueur caractéristique δ_g et U_g , figure 3.23.

Le groupe adimensionnel formé correspond au nombre de Strouhal St . Cette fréquence est tracée en fonction de $M^{-1/2}$ afin de faire ressortir la proportionnalité directe entre ces paramètres issue des formulations asymptotiques. Les lignes continues et discontinues montrent respectivement les prédictions des modèles avec et sans déficit.

L'apport de la correction en M avec le facteur $5/2$ du modèle avec déficit donne un très bon accord avec les mesures, même si des écarts importants sont visibles pour les plus faibles valeurs de M et U_g là où nous sommes à la limite de la stabilité. Au premier abord, la formulation simple inviscide avec déficit de vitesse semble fonctionner correctement.

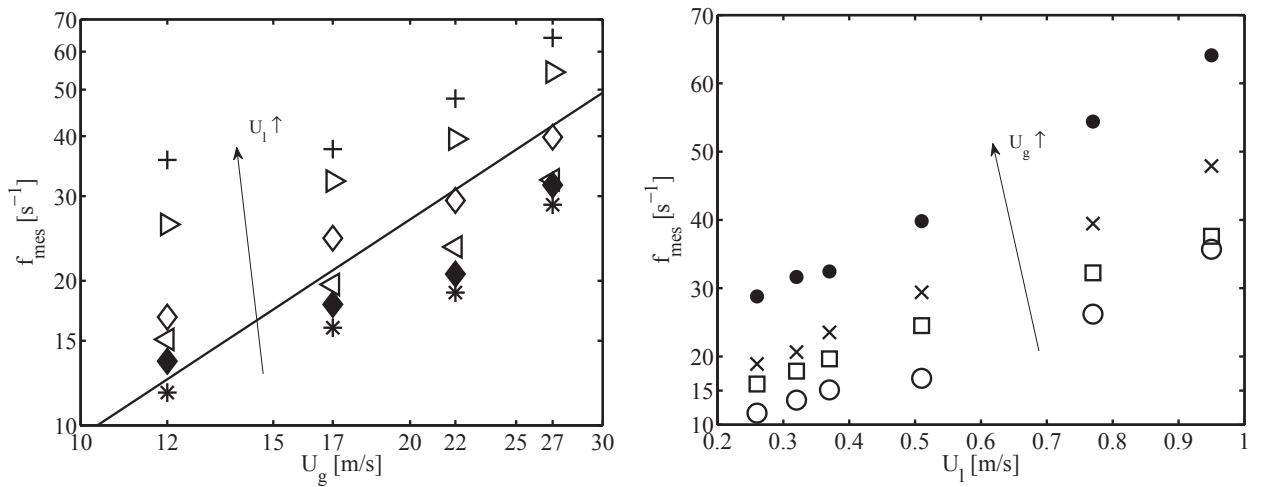


FIGURE 3.22 – f_{mes} en fonction de U_l en série de U_g à gauche et en fonction de U_g en série de U_l à droite, M variable. Série **A** obtenue sur l'expérimentation en configuration $N^\circ 1$, $H_l = 10$ mm. Figure de gauche en m/s : * : $U_l = 0.26$, ♦ : $U_l = 0.32$, ◁ : $U_l = 0.37$, ◇ : $U_l = 0.51$, ▷ : $U_l = 0.77$, + : $U_l = 0.95$. Figure de droite en m/s : ○ : $U_g = 12$, □ : $U_g = 17$, × : $U_g = 22$, ● : $U_g = 27$. Ligne continue : $U_g^{3/2}$

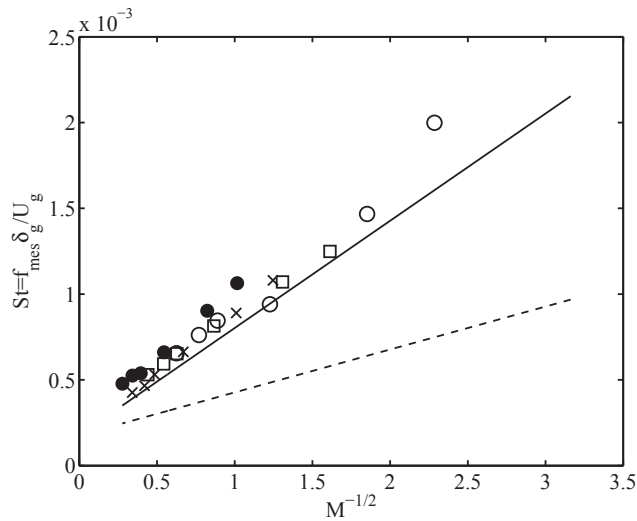


FIGURE 3.23 – Fréquence adimensionnée en fonction de $M^{-1/2}$ pour la série **A**. ○ : $U_g = 12$ m/s, □ : $U_g = 17$ m/s, × : $U_g = 22$ m/s, ● : $U_g = 27$ m/s, ligne discontinue : Modèle sans déficit $(r/2\pi)(1 + \sqrt{2}M^{-1/2})$, ligne continue : Modèle avec déficit $(r/2\pi)(1 + 5\sqrt{2}M^{-1/2}/2)$

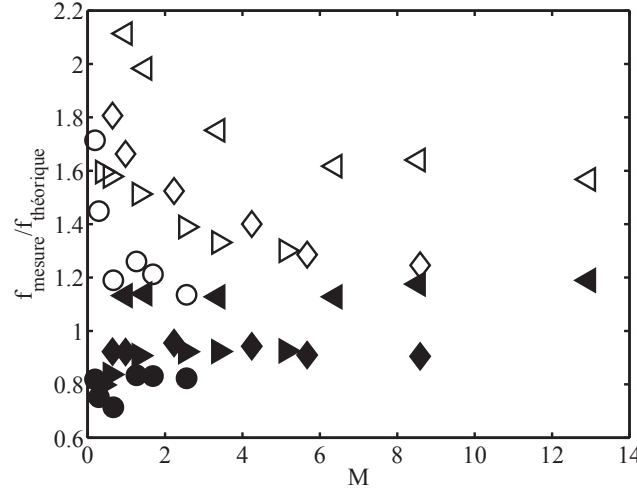


FIGURE 3.24 – Rapport entre fréquences mesurées et fréquences prédites f_{mes}/f_{theo} par le modèle sans déficit de vitesse, $U_i = U_l$ motif creux, et par le modèle avec déficit de vitesse, $U_i = 0$ m/s motif plein. $\circ : U_g = 12$ m/s, $\triangleright : U_g = 17$ m/s, $\diamond : U_g = 22$ m/s, $\triangleleft : U_g = 27$ m/s.

3.4.4 Comparaison avec la résolution numérique complète

Nous utilisons à présent le résultat complet de l'analyse de stabilité pour mener les comparaisons afin de contrôler si nous obtenons des résultats plus précis. Dans un premier temps nous prenons une vitesse à l'interface égale à la vitesse liquide comme pour le modèle de Raynal $U_i = U_l$ et dans un second temps le modèle prend en compte un déficit de vitesse maximum tel que $U_i = 0$. La gravité et la tension de surface sont prises en considération dans les deux cas. La relation de dispersion est résolue spatialement. La figure 3.24 montre le rapport entre valeur de f_{mes} et les valeurs obtenues théoriquement f_{theo} en fonction de M pour une modélisation avec et sans déficit de vitesse.

Globalement les résultats montrent que le modèle sans déficit, motifs creux, sous estime la fréquence quels que soient les paramètres d'entrée puisque le nuage de point est approximativement centré sur une valeur f_{mes}/f_{theo} de 1,51. En regardant plus précisément les résultats pour chaque série et motif, aucune tendance claire avec les paramètres U_g ou U_l ne se dégage. Nous pouvons noter que pour une même vitesse gaz le rapport f_{mes}/f_{theo} peut varier au maximum de 20%. A U_l fixe nous remarquons des variations du même ordre. Le paramètre de référence M est choisi car il ressort comme essentiel dans l'analyse de stabilité.

Pour une modélisation avec un déficit de vitesse, motifs pleins, nous voyons clairement que l'ensemble des points se recentre autour d'une valeur proche de 1 avec des variations dont le minimum atteint 0,75 et le maximum 1,2. En prenant isolément chaque série, les écarts maximums sont considérablement réduits. A plus large échelle nous constatons que f_{mes}/f_{theo} augmente légèrement en moyenne avec M . L'effet de U_l est mieux pris en considération par le modèle car pour un U_g donné le rapport f_{mes}/f_{theo} reste plus constant que précédemment.

L'apport bénéfique de la prise en compte du déficit de vitesse est confirmé par les résultats de l'analyse de stabilité complète en ce qui concerne la mesure de fréquence. Pour valider complètement l'exactitude du modèle nous devons contrôler une autre caractéristique de l'instabilité : le taux de croissance des vagues.

3.4.5 Amplitude de l'instabilité

Nous exploitons à présent les mesures de taux de croissance des vagues pour les comparer aux prédictions théoriques. La solution $U(x, y, z, t) = u(z)e^{i(k \cdot x + \omega \cdot t)}$ implique que la croissance est exponentielle. Pour une résolution spatiale de l'équation de dispersion, nous posons $k = k_r + i \cdot k_i$. La partie imaginaire de la solution correspond alors à la croissance spatiale de l'instabilité :

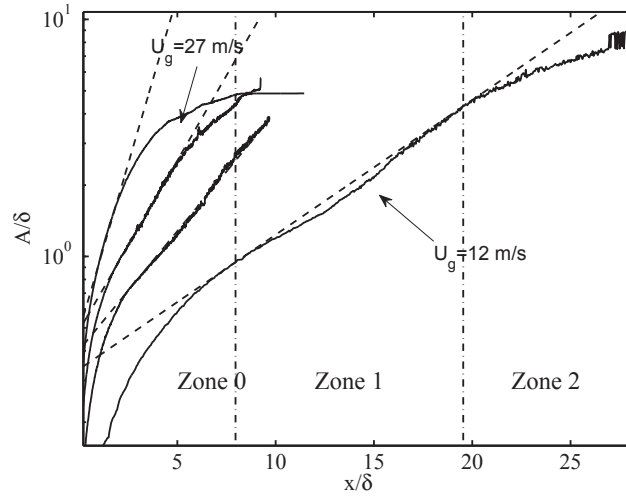


FIGURE 3.25 – Illustration de la mesure du taux de croissance pour une U_l fixe. U_g croît de droite à gauche de 12 m/s à 27 m/s. L'amplitude $A(x)$ adimensionnée par δ_g est tracée en fonction de la position x en aval de l'injection

$U(x, \tilde{y}, z, t) = u(z)e^{-k_i \cdot x}e^{i(k_r \cdot x - \omega \cdot t)}$. L'enveloppe A des vagues doit donc suivre un profil de la forme $A(x) = e^{|k_i \cdot x|}$. Dans la section 3.3 nous avons vu comment cette enveloppe est capturée à partir des données expérimentales.

Différenciation des zones d'étude

L'analyse de stabilité ne prend pas en compte d'une part l'évolution spatiale du profil de vitesse gaz en aval de l'injection et d'autre part les effets de l'atomisation. Il en résulte que le profil exponentiel attendu ne se retrouve pas exactement dans les profils d'amplitude mesurés. La figure 3.25 montre quatre profils d'amplitude $A(x)$ pour U_l fixe et U_g qui varie de droite à gauche de 12 m/s à 27 m/s. $A(x)$ est tracé sur un axe logarithmique. La partie en croissance exponentielle se visualise simplement par une droite. Visiblement, aucun des profils ne se présente sous l'aspect d'une droite simple. Il est possible de différencier trois zones distinctes dans chacun des tracés. La zone 0 pour laquelle de très forts taux de croissance sont mesurés. La zone 1 qui suit la croissance exponentielle, partie linéaire attendue, et la zone 2 où l'atomisation a commencé, et dans laquelle la croissance n'est pas exponentielle. L'étendue de chacune des zones dépend du point de fonctionnement. Plus la vitesse gaz augmente et plus la zone de croissance exponentielle devient réduite. Il est nécessaire de faire une mesure comparative avec les profils $A(x)$ qui correspondent aux mêmes U_g , comme sur la figure 3.25, afin de repérer la zone 1. Les lignes discontinues sont les tangentes aux profils utilisées pour mesurer ki . Dans la zone 0 si nous mesurons avec la même méthode le taux de croissance, nous obtenons des valeurs cinq fois plus grandes que celles mesurées en zone 1. Pour les grands U_g ce rapport peut monter jusqu'à 30. Pour les faibles U_g , l'étendue de la zone 0 n'est pas négligeable. La présence de cette zone peut s'expliquer par une variation du mouillage de bout du couteau. La lèvre du couteau a une épaisseur finie et non négligeable de 200 μm qui peut être mouillée ou sèche suivant le passage des vagues. Cette lèvre a une direction perpendiculaire à l'écoulement. Il en résulte donc un déplacement de l'amplitude sur l'axe z sans déplacement sur x ce qui crée des taux de croissance théoriquement infinis. Bien que la zone 0 ait des dimensions non négligeables, nous ne nous intéressons par la suite qu'à la zone 1.

Taux de croissance exponentielle dans la zone 1

Mesures de ki La figure 3.26 donne le taux croissance ki adimensionné mesuré dans la zone de croissance exponentielle en fonction de M à gauche et de U_g à droite.

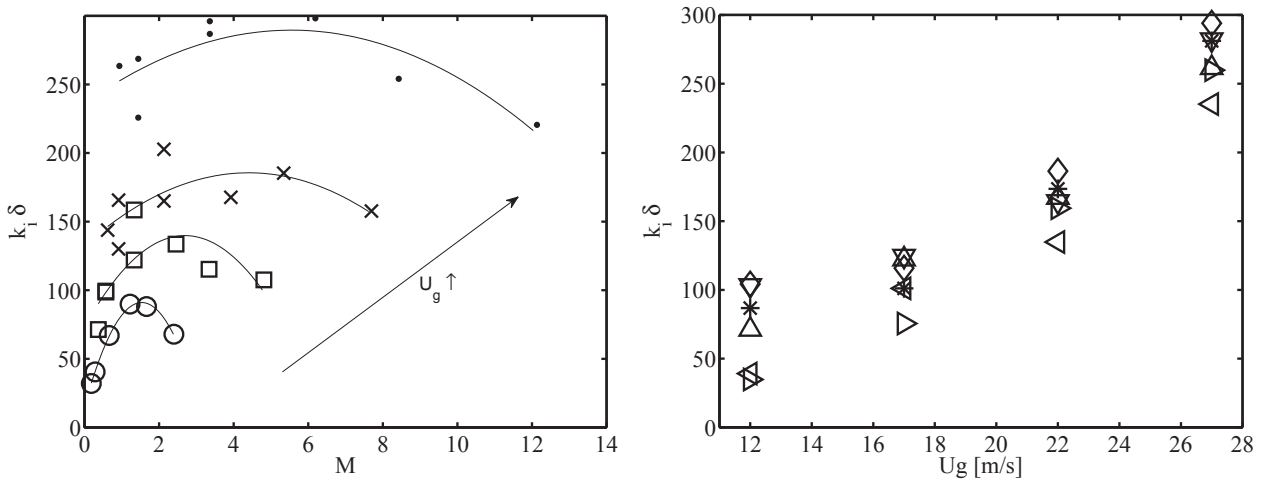


FIGURE 3.26 – ki/δ_g en fonction de M à gauche et de U_g à droite. $\circ : U_g = 12 \text{ m.s}^{-1}$, $\square : U_g = 17 \text{ m.s}^{-1}$, $\times : U_g = 22 \text{ m.s}^{-1}$, $\bullet : U_g = 27 \text{ m.s}^{-1}$. $* : U_l = 0.26 \text{ m.s}^{-1}$, $\diamond : U_l = 0.31 \text{ m.s}^{-1}$, $\nabla : U_l = 0.37 \text{ m.s}^{-1}$, $\triangle : U_l = 0.50 \text{ m.s}^{-1}$, $\triangleleft : U_l = 0.76 \text{ m.s}^{-1}$, $\triangleright : U_l = 0.95 \text{ m.s}^{-1}$.

Les mesures de ki à gauche sont grandement dispersées quand elles sont tracées en fonction de M . En revanche les mêmes points tracés en fonction de U_g à droite s'ordonnent clairement, et ki semble proportionnel au carré de U_g . Le taux de croissance est donc fortement lié à U_g mais il est important de noter que l'incertitude de mesure de ki augmente fortement quand ki augmente. Si à large échelle U_g contrôle ki , le graphique de droite montre tout de même l'influence de U_l . Pour un U_g donné les variations de ki relativement à la moyenne sont proches de 100 % pour la plus faible valeur de U_g et 21 % pour $U_g = 27 \text{ m/s}$. Une variation de 15 m/s de U_g multiplie presque par 4 la valeur de ki . Ces variations importantes sont-elles capturées théoriquement ?

Comparaison avec le modèle en déficit de vitesse Nous comparons les résultats de l'analyse de stabilité avec les données expérimentales exposées précédemment. Le modèle utilisé pour ces comparaisons correspond au modèle utilisé pour la comparaison avec les fréquences. Le déficit de vitesse est au maximum, nous intégrons la tension de surface, la gravité et la résolution est faite spatialement. La figure 3.27 donne le rapport entre le ki mesuré et le ki théorique en fonction de la vitesse U_g pour toutes les séries U_l .

Les variations sont les mêmes que les variations de ki de la figure 3.26 de droite. Le rapport ki_{mes}/ki_{theo} croît fortement avec U_g . Pour une variation de seulement 15 m/s de U_g , le rapport entre théorie et mesure passe de 2,25 à 8. L'analyse de stabilité sous-estime grandement l'influence du gaz dans la prédiction du taux de croissance puisque pour une variation de 15 m/s de U_g le ki théorique est au maximum multiplié par 2. Pour comprendre cette sous estimation du taux de croissance, nous devons revenir sur les hypothèses de l'analyse de stabilité. La principale hypothèse est que les courants gazeux et liquides des deux phases restent parallèles et que les dimensions des perturbations sont négligeables. Si nous regardons les profils d'enveloppe $A(x)$ nous notons que l'amplitude des vagues est rapidement du même ordre de grandeur que l'épaisseur de vorticité gaz δ_g . Les figures 3.28 illustrent ce problème d'amplitude des vagues. Nous avons mesuré sur l'enveloppe $A(x)$ la distance à laquelle la vague a une amplitude égale à l'épaisseur de vorticité. Cette distance $X(\delta_g)$ est ensuite adimensionnée par la longueur d'onde calculée à partir de la fréquence mesurée et de la vitesse convective de Dimotakis. Les résultats sont tracés à gauche en fonction de M et à droite en fonction de U_g .

Les résultats suivent une tendance plus claire lorsqu'ils sont tracés en fonction de M plutôt que U_g . Néanmoins sur la figure de gauche, la valeur moyenne de $X(\delta_g)/\lambda$ diminue lorsque U_g augmente. Elle passe de 0.15 à 0.07 entre $U_g = 12 \text{ m/s}$ et 27 m/s .

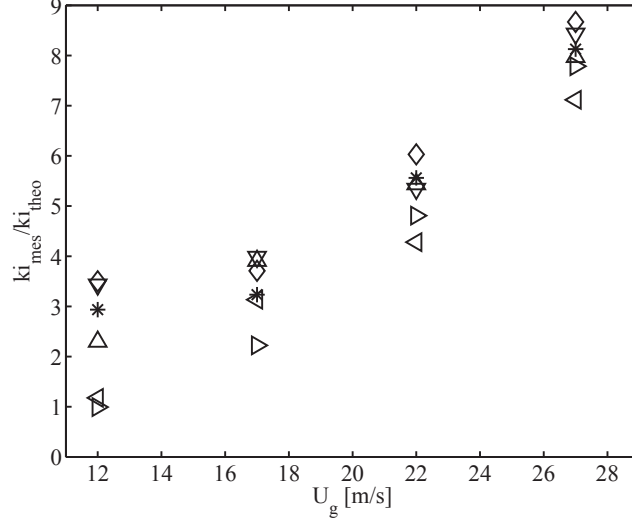


FIGURE 3.27 – Rapport entre k_{mes} et k_{theo} en fonction de U_g . * : $U_l = 0.26 \text{ m.s}^{-1}$, ◇ : $U_l = 0.31 \text{ m.s}^{-1}$, ▽ : $U_l = 0.37 \text{ m.s}^{-1}$, △ : $U_l = 0.50 \text{ m.s}^{-1}$, ◁ : $U_l = 0.76 \text{ m.s}^{-1}$, ▷ : $U_l = 0.95 \text{ m.s}^{-1}$.

La valeur maximale de $X(\delta_g)/\lambda$ est de 0,15. Cette valeur est extrêmement faible et explique pourquoi il est très difficile de visualiser deux vagues simultanément. Nous pouvons considérer que l'atomisation est bien amorcée lorsque la hauteur de vague est égale à δ_g puisque avec une telle amplitude, la crête de vague est soumise au maximum de la vitesse gaz. Les vagues se présentent donc rapidement comme des obstacles qui dévient les courants gazeux et liquide principaux. Comme nous le verrons dans le dernier chapitre, des visualisations PIV nous permettent de constater qu'il y a décollement de la couche limite gaz derrière les vagues et qu'une zone de recirculation peut se former. Le profil original de vitesse gaz strictement parallèle n'est donc plus le même qu'à l'injection, ce qui modifie l'hypothèse de l'analyse de stabilité. Ces fortes variations spatiales n'étant pas prises en compte, nous contrôlons l'influence de ki sur les prédictions de l'analyse de stabilité en fréquence. Pourquoi cette analyse permettrait d'obtenir une bonne capture de la fréquence et non du taux de croissance? La figure 3.29 montre les rapports entre fréquences mesurées et fréquences théoriques en fonction du taux de croissance expérimental adimensionné.

Là où la figure 3.24 montre des résultats dispersés en fonction de M , nous avons ici une dépendance linéaire entre f_{mes}/f_{theo} et $ki\delta$. Pour un U_g donné, motif fixe, l'écart entre théorie et mesure reste stable. Lorsque le taux de croissance augmente, l'analyse de stabilité donne des fréquences légèrement surévaluées.

3.5 Conclusion sur le modèle inviscide à déficit de vitesse

Le modèle de stabilité linéaire inviscide, avec déficit de vitesse à l'interface, que nous utilisons rend bien compte d'une partie des résultats expérimentaux. L'étude de la série **A**, obtenue à faible M , a permis de confirmer les points suivants :

- La loi d'échelle qui prédit F_{mes} en fonction de U_g et U_l suit une tendance correcte.
- L'introduction du déficit de vitesse à l'interface ramène pratiquement à 1 le rapport entre fréquences prédites et mesurées.
- L'accord en ce qui concerne le taux de croissance n'est pas bon.

Les très forts taux de croissance mesurés, malgré de faibles vitesses gaz, laissent supposer l'existence d'un autre mécanisme puisque il y a presque un ordre de grandeur entre taux de croissance expérimental et théorique. Dans le chapitre suivant, nous cherchons une explication à cet écart de ki en utilisant une résolution spatio-temporelle de l'analyse de stabilité.

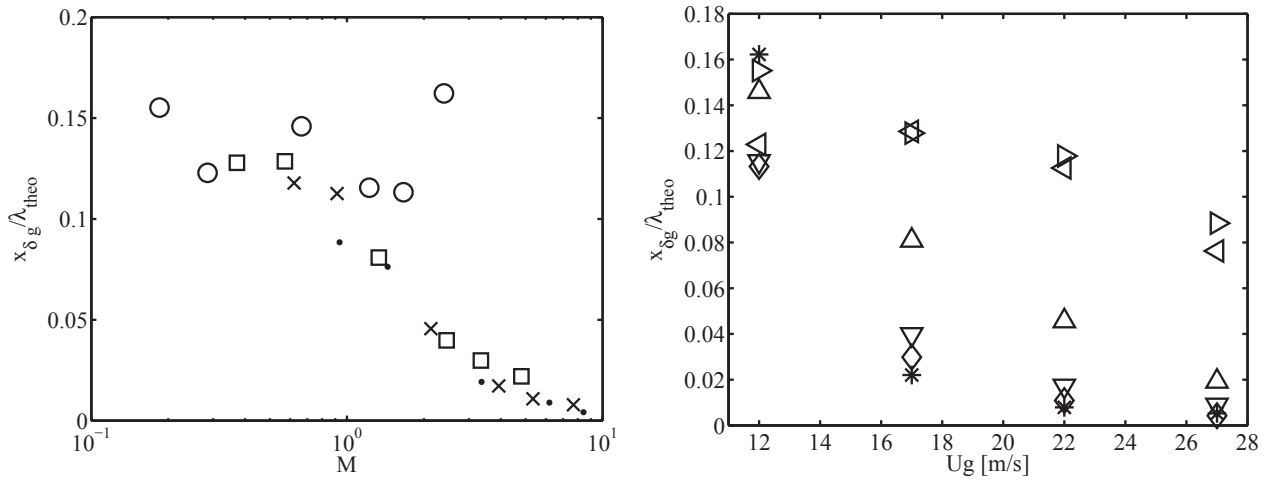


FIGURE 3.28 – Position de dépassement de l'épaisseur de vorticité. A gauche en fonction de M . $\circ : U_g = 12 \text{ m.s}^{-1}$, $\square : U_g = 17 \text{ m.s}^{-1}$, $\times : U_g = 22 \text{ m.s}^{-1}$, $\bullet : U_g = 27 \text{ m.s}^{-1}$. A droite en fonction de U_g . $\ast : U_l = 0.26 \text{ m.s}^{-1}$, $\diamond : U_l = 0.31 \text{ m.s}^{-1}$, $\nabla : U_l = 0.37 \text{ m.s}^{-1}$, $\triangle : U_l = 0.50 \text{ m.s}^{-1}$, $\triangleleft : U_l = 0.76 \text{ m.s}^{-1}$, $\triangleright : U_l = 0.95 \text{ m.s}^{-1}$.

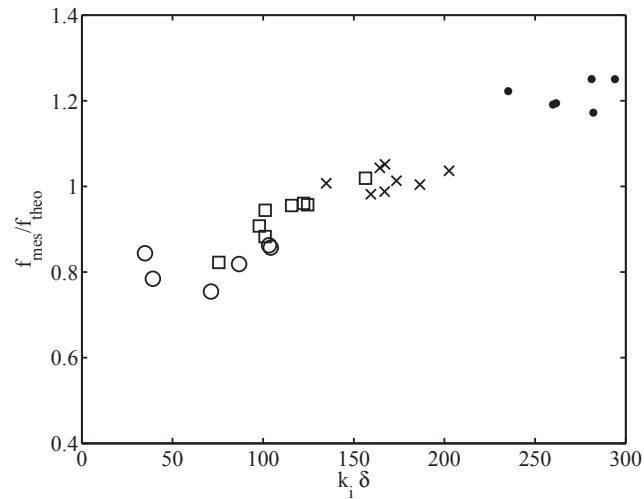


FIGURE 3.29 – Rapport entre F_{mes} et F_{theo} en fonction de k_i expérimental adimensionné par δ_g . $\circ : U_g = 12 \text{ m.s}^{-1}$, $\square : U_g = 17 \text{ m.s}^{-1}$, $\times : U_g = 22 \text{ m.s}^{-1}$, $\bullet : U_g = 27 \text{ m.s}^{-1}$.

Chapitre 4

Résolution spatio-temporelle de l'instabilité de cisaillement

Le modèle de stabilité linéaire inviscide avec déficit de vitesse donne de bonnes prédictions pour la fréquence, mais échoue pour la prédiction du taux de croissance ki . L'ajout de la viscosité dans l'analyse par Boeck et Zaleski 2005 [15] permet de revenir sur le bon ordre de grandeur de ki mais donne en contrepartie un mauvais accord en fréquence. Pourquoi l'analyse de stabilité visqueuse échoue-t-elle là où l'analyse inviscide, a priori plus rudimentaire, réussit ? Nous allons voir qu'en parallèle des travaux exposés au chapitre précédent 3 sur l'analyse inviscide avec déficit, les travaux de Otto et al. 2013 [104] sur la résolution spatio-temporelle de l'analyse de stabilité visqueuse ont montré qu'une transition convectif-absolu se produisait au milieu de nos gammes expérimentales typiques. Nous allons dans ce chapitre présenter en quoi consiste cette transition, et montrer comment nous avons pu la mettre en évidence dans l'expérience.

Nous aborderons dans la deuxième partie de ce chapitre 4 l'influence d'une diminution de l'épaisseur liquide H_l sur la fréquence et le taux de croissance de l'instabilité : nous discuterons si le modèle du chapitre précédent peut rendre compte des effets observés expérimentalement.

Ce chapitre se termine par une discussion sur l'origine de la variabilité des jeux de mesures expérimentaux : nous montrerons comment nous avons mis en évidence l'impact du taux de turbulence dans le gaz sur la fréquence de l'instabilité.

4.1 Observations de la transition d'un mode convectif vers un mode absolu

Avant de détailler les travaux de Otto et al. 2013 [104], nous revenons sur le principe d'une analyse de stabilité avec une résolution spatio-temporelle de l'équation de dispersion. Nous exposons ensuite comment la comparaison de simulation numérique de l'écoulement, de résultats théoriques avec l'approche spatio-temporelle et de mesures expérimentales a permis de clarifier notre compréhension de l'instabilité de cisaillement.

L'ensemble des résultats expérimentaux de cette section ont fait l'objet d'une publication conjointe avec l'équipe de S. Zaleski suite à une collaboration avec l'Institut Jean Le Rond d'Alembert dans le cadre de l'ANR **VAA**, Fuster et al. *Journal of Fluid Mechanics* 2013 [49].

4.1.1 Principe d'une analyse spatio-temporelle (régime convectif-absolu)

Le développement d'outils numériques performants, ainsi que l'échec des modèles classiques à trouver un ensemble de résultats cohérents avec les expérimentations, ont conduit plusieurs auteurs à développer des résolutions spatio-temporelles. Une instabilité peut être *convective* ou *absolue*. Historiquement Twiss 1951 et Landau et al. 1954 sont les premiers à mettre en avant cette différenciation de mode lors de l'étude d'instabilités dans les plasmas. Gaster 1968 [53] applique

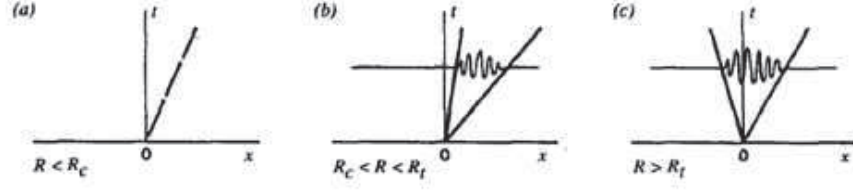


FIGURE 4.1 – Illustration de la réponse impulsionnelle $G(x,t)$. Stable dans le cas (a), instable convectivement dans le cas (b), absolument instable dans le cas (c). D'après Huerre 1990 [64]

ces concepts à la mécanique des fluides en commençant par l'instabilité de Tollmien–Schlichting dans une couche limite. Une claire revue de synthèse de cette approche théorique est réalisée par Huerre et Monkewitz 1990 [64].

Nous avons vu que la relation de dispersion obtenue par linéarisation des équations de la dynamique des fluides peut se résoudre spatialement ou temporellement. Dans le premier cas, nous avons une longueur d'onde complexe et, dans le second cas, c'est la fréquence qui est complexe. Il est cependant difficile de justifier pourquoi nous choisissons une résolution et non l'autre. Pour déterminer cela nous devons résoudre l'équation de dispersion en spatio-temporel. Notre écoulement est modélisé toujours de la même manière avec une vitesse de l'écoulement de base U parallèle à l'axe \vec{z} . Les perturbations de vitesse sont supposées de la forme $\phi(x, k)e^{i(kz - \omega t)}$. Le nombre d'onde k ainsi que la pulsation ω sont des nombres complexes. Les fluctuations satisfont alors les équations d'Orr-Sommerfeld si la viscosité est prise en compte. Le problème consiste alors à trouver les valeurs propres d'un système d'équations pour déterminer les fonctions propres $\phi(x, k)$. La perturbation $\psi(x, t)$ dans l'espace réel vérifie un système différentiel donné par l'équation 4.1 :

$$D \left[-i \frac{\partial}{\partial z}, i \frac{\partial}{\partial t}; R \right] \psi(z, t) = 0 \quad (4.1)$$

La relation de dispersion $D[k, \omega]$ que doivent vérifier k et ω correspond à la transformée de Fourier de cet opérateur D , c'est $D[k, \omega]$ que nous avons résolu dans le chapitre 3. Pour déterminer le type d'instabilité, l'idée dans l'analyse spatio-temporelle est de regarder quelle est la réponse du système à une impulsion :

$$D \left[-i \frac{\partial}{\partial z}, i \frac{\partial}{\partial t}; R \right] G(z, t) = \delta(z)\delta(t) \quad (4.2)$$

La fonction $G(z, t)$ est la réponse impulsionnelle :

- $\lim_{t \rightarrow \infty} G = 0$ pour z/t constant : alors nous sommes linéairement stables.
- $\lim_{t \rightarrow \infty} G = \infty$ pour z/t constant : alors nous sommes instables

Dans le cas instable, il apparait deux cas de figure suivant la limite de G en $z/t = 0$.

- $\lim_{t \rightarrow \infty} G = 0$ pour $z/t = 0$ nous sommes dans un mode convectivement instable.
- $\lim_{t \rightarrow \infty} G = \infty$ pour $z/t = 0$ alors nous sommes instables de manière absolue.

La figure 4.1 proposée par Huerre 1990 [64] illustre ces différents cas. Chaque graphique illustre comment évolue une perturbation suivant l'axe temporel t ou spatial x . Dans le cas purement stable et convectif, une perturbation générée à l'instant $t = 0$ et à la position d'origine $x = 0$, va se convecter sans s'amplifier dans l'espace, suivant une vitesse V matérialisée par la pente de ligne discontinue figure a. Suivant les mêmes conditions originales, un système est convectivement instable si la perturbation s'amplifie dans l'espace quand le temps évolue. La distance projetée sur x entre les deux droites continues en fonction de t de la figure (b) représente le taux de croissance. La vitesse de convection a toujours le même sens physique. Pour finir, si la perturbation amplifiée en aval remonte aussi l'écoulement, nous avons alors un mode instable au sens absolu. La détermination de ces modes absolus est extrêmement complexe. La fonction réponse impulsionnelle G de l'équation 4.2 est mise

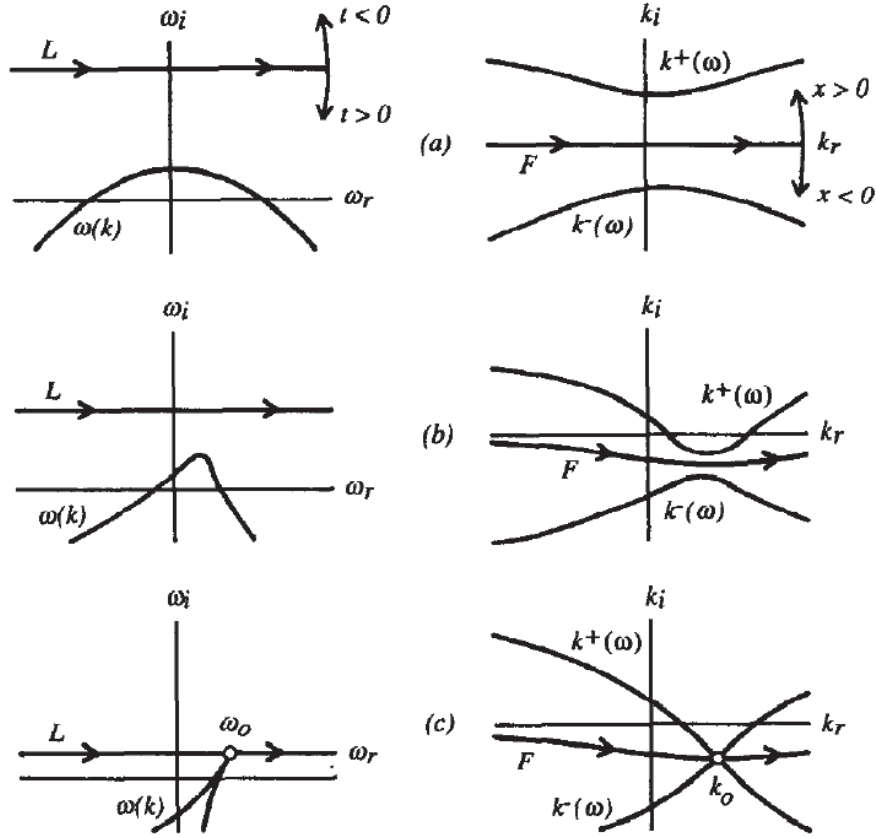


FIGURE 4.2 – Illustration de la capture d'un mode absolu dans les plans complexes de fréquence ω à gauche et de nombre d'onde k à droite d'après Huerre 1990 [64]. De bas en haut, le contour L est déplacé vers le bas

sous la forme d'une double intégrale de Fourier, équation 4.3.

$$G(z, t) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_F \int_L \frac{e^{i(kz - \omega t)}}{D[k, \omega]} d\omega dk \quad (4.3)$$

Le contour L du plan complexe des fréquences est défini pour $G(z, t) = 0$ lorsque le système est au repos, à $t < 0$. Le contour F est initialement placé sur l'axe réel du plan complexe des nombres d'ondes. Dans les plans complexes, nous traçons les modes $\omega(k)$. La figure 4.2 illustre comment capturer, à partir de ces tracés complexes, les modes absolus, d'après Huerre 1990.

Lorsque le contour d'intégration L est déplacé vers le bas, la forme des modes $\omega(k)$ change et le contour F doit être déformé. Sur le plan complexe des nombres d'ondes, on observe alors un rapprochement des différentes branches $k(\omega)$ jusqu'à obtenir une singularité (*pinch point*). Les valeurs de k_0 et ω_0 au point de pincement sont les caractéristiques du mode absolu. L'identification des modes absolus ne peut se faire que numériquement, en suivant les branches quand ω_i est varié et en cherchant à localiser un point de pincement. Le système est instable au sens absolu si le pincement a lieu pour $\omega_i > 0$. D'un point de vue physique, un mode *convectif* peut s'assimiler à un amplificateur de bruit, tandis qu'un mode *absolu* serait plutôt un oscillateur.

Huerre et Monkewitz 1990 [64] introduisent par ailleurs la distinction entre instabilité *locale* ou *globale* : une instabilité *locale* est caractérisée par son profil de vitesse invariant le long de l'écoulement. Cette hypothèse est nécessaire pour passer en Fourier selon z . Une instabilité *globale* est par contre déterminée par l'ensemble de l'écoulement, qui peut varier spatialement. Suivant les variations spatiales des caractéristiques de l'écoulement, une analyse de stabilité locale menée à une position de l'espace (pour un profil donné) ne donnera pas la même fréquence qu'une analyse de stabilité locale

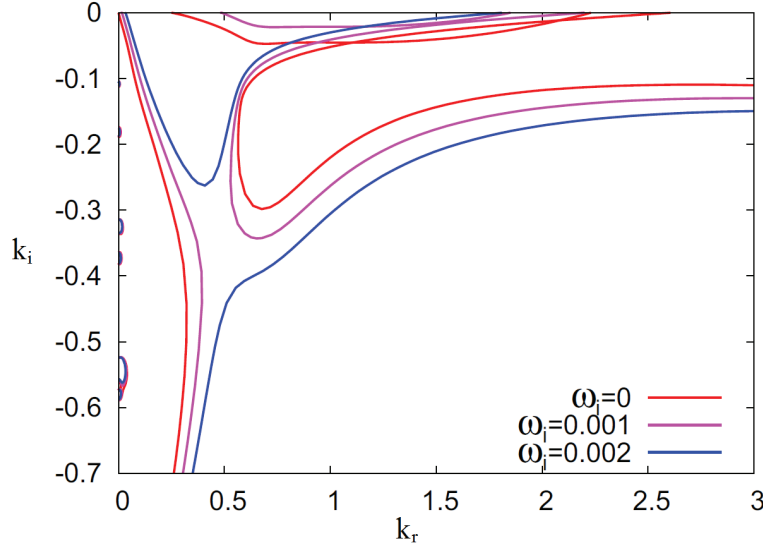


FIGURE 4.3 – Illustration de la capture d'un mode absolu avec le modèle de Otto et al. 2013 [104]

à une autre position (pour un autre profil). En présence de variations spatiales les approches locales impliquent le choix d'un profil à un endroit donné : seule l'analyse globale peut dire lequel parmi ces profils de vitesse pilote réellement l'instabilité.

4.1.2 Résultats du modèle théorique de Otto et al. 2012

En suivant la démarche théorique exposé dans la section précédente, Otto et al. 2013 [104] déterminent plusieurs modes absolus dans la configuration expérimentale plane.

L'analyse de Otto a pour objectif de clarifier l'influence du profil de vitesse sur la nature de l'instabilité. Le profil de vitesse utilisé est un profil en somme fonctions erreur, avec un raccord à l'interface. Ce profil peut simuler un déficit de vitesse plus ou moins important, entre complet et nul, à l'aide d'un seul paramètre δ_0 . Le déficit est maximum pour $\delta_0 = 0$.

La figure 4.3 illustre comment un *pincement* apparaît dans le plan des k complexes pour un ω_r donné. En faisant varier ω_i , les branches qui se rapprochent les unes des autres font apparaître ce *pincement*.

Otto et al. montrent, à l'aide d'un bilan d'énergie, que le mécanisme responsable des instabilités dans notre expérimentation a une origine liée à la viscosité, mécanisme analogue à celui mis en évidence par Yih, Hooper et Boyd. Les points choisis sont ceux de la série **A** pour la configuration initiale $N^\circ 1$ à $H_l = 10 \text{ mm}$. Ils comparent aussi leurs prédictions avec les résultats de Marmottant et Villermaux 2004 sur le jet axisymétrique. Un exemple de comparaison entre mesure et expérimentation est donné figure 4.4 pour plusieurs valeurs de déficit de vitesse.

La figure 4.4 montre qu'il y a un accord partiel entre les données théoriques à grand déficit de vitesse, motif ▼, et les mesures, motif ■. Cet accord n'est pas vrai pour les autres motifs représentatifs d'un déficit moins important. Les écarts entre mesure et prédiction augmentent avec une diminution de M . Les autres U_g donnent des résultats similaires. Lorsqu'il y a accord, il s'agit d'un mode absolu. Ce mode absolu est de nature visqueuse, puisque c'est le terme lié à la viscosité qui est prépondérant devant le terme des contraintes de Reynolds dans le bilan d'énergie.

Otto et al. 2013 complètent leurs comparaisons en regardant l'accord avec les taux de croissance. Les conclusions sont plus complexes puisqu'ils obtiennent un bon accord, mais dans le cas d'une théorie sans déficit de vitesse. Pour certaines conditions avec déficit de vitesse, ils obtiennent un bon accord seulement lorsque le taux de croissance théorique correspond à la fréquence expérimentale associée. Pour vérifier ce problème de concordance entre fréquence et taux de croissance, ils varient la valeur théorique de δ_g . Il parviennent à faire concorder la fréquence, mais pas le taux de croissance, ce qui permet d'écarter l'hypothèse d'une mesure erronée de δ_g .

Nous allons à présent détailler les résultats obtenus en simulation numérique à l'Institut d'Alembert

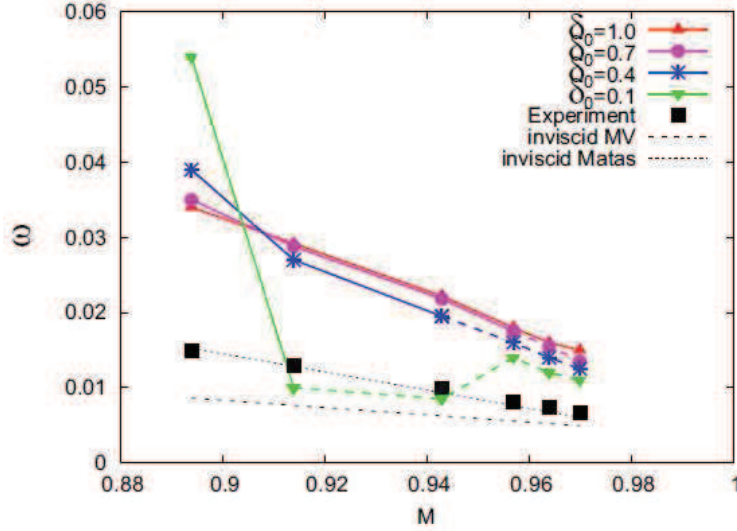


FIGURE 4.4 – Comparaison entre le modèle de Otto et nos résultats expérimentaux à $U_g = 17 \text{ m/s}$ pour plusieurs valeurs de déficit de vitesse d'après Otto et al. 2013.

sur les spectres de fréquence puis nous aborderons en comparaison nos spectres expérimentaux. La méthodologie de capture des spectres de fréquence en simulation est identique à celle que nous utilisons avec la méthode LIF.

4.1.3 Simulation numérique de l'écoulement

Fuster et al. 2011 réalisent des simulations numériques de l'écoulement plan, afin de déterminer si la transition convectif/absolu peut être observée dans les simulations. Ces simulations utilisent le solver Gerris dont nous verrons plus en détail le fonctionnement dans le chapitre 6. Les résultats de simulation de Bagué et al. 2010 [7] et Bagué [6] montrent que la physique de l'écoulement est correctement capturée par Gerris, mais le temps de simulation réduit donne des spectres très bruités, et les statistiques de mesure de longueur d'onde sont réduites. De nouvelles simulations avec un paramétrage adapté sont réalisées en ciblant un objectif : la simulation doit être suffisamment longue pour que les spectrogrammes de fréquences de l'instabilité de cisaillement soient correctement résolus. Le raffinement de maillage est lié à la norme de la vorticité locale et au gradient de la fonction couleur du VOF. Ces critères augmentent la stabilité sur le long terme de la simulation dans la région proche de l'injection. Les simulations suivent les paramètres suivants :

- La simulation est en deux dimensions.
- Le rapport de densité $\rho_g/\rho_l = 0.1$ est supérieur de deux décades à la réalité.
- Le domaine de calcul est extrêmement réduit autour de la plaque de séparation de phase. Ces dimensions dépendent de l'épaisseur de couteau ep . $6L \times 2L$ avec $L/ep = 30$ et $ep/\delta_g = 0, 25$.
- Le profil de vitesse à l'injection est identique à celui utilisé dans le modèle théorique visqueux en fonction erreur. Une perturbation u_{pert} de vitesse verticale liquide, sous la forme d'un peigne de fréquence défini équation 4.4, est introduite pour initier l'instabilité.
- La vitesse gaz est fixée à $U_g = 20 \text{ m/s}$ soit $Re_{\delta_g} = 1000$ et $We_{\delta_g} = 10$.
- $\delta_l = 0$

En combinant tous ces réglages, les temps de calculs deviennent moins longs et permettent de converger correctement les signaux d'interface liquide/gaz en visualisant plusieurs périodes. Ces temps de calcul réduits autorisent l'exploration de plusieurs variables et paramètres, à savoir M et ep .

En utilisant le modèle théorique de Otto et al. 2013 [104], un jeu de données théoriques en fréquence est produit pour une vitesse gaz $U_g = 20 \text{ m/s}$ et en faisant varier U_l . Le but est d'obtenir une large gamme de M . La figure 4.5 montre la comparaison entre ces résultats théoriques, motifs \odot et \times , et les mesures en simulation. Les fréquences adimensionnées sous forme de nombre de Strouhal sont tracées

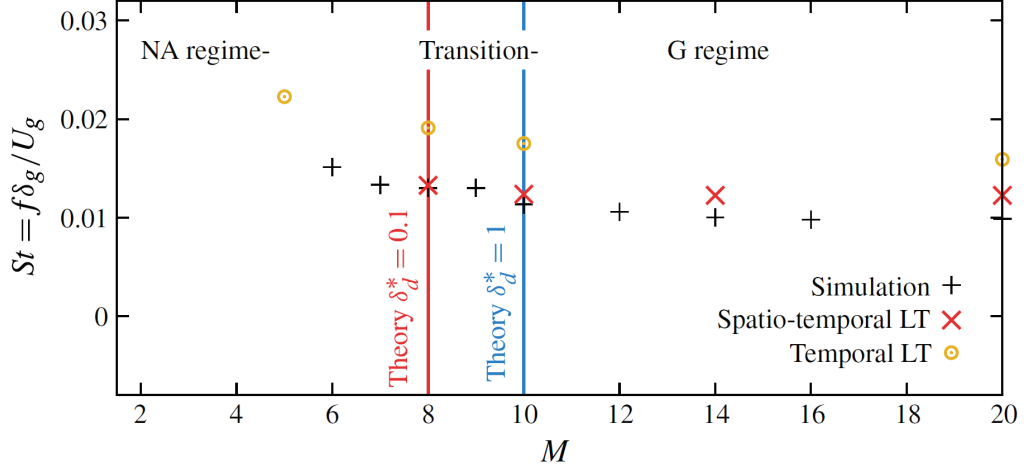


FIGURE 4.5 – Résultats du modèle théorique de l'instabilité de cisaillement en fonction de M et résultats des simulations directes, $U_g = 20 \text{ m/s}$, $Re_{\delta_g} = 1000$, $We_{\delta_g} = 10$ et $ep/\delta_g = 0,25$. $\delta_d = \delta_0$

en fonction de M .

Le premier motif \odot concerne une résolution temporelle alors que le second \times est une résolution spatio-temporelle. Les lignes continues verticales désignent le M de transition entre un mode convectif appelé ici *NA regime* et un mode absolu *G regime*. La première transition à $M_c = 8$ puis la seconde à $M_c = 10$ correspondent respectivement à un profil de vitesse avec, puis sans déficit de vitesse. Ces valeurs de transition sont obtenues en suivant l'apparition et l'évolution des points de pincement dans les diagrammes de fréquence et de nombre d'onde complexe. Les $+$ représentent les valeurs mesurées sur l'interface simulée. Un très bon accord est trouvé lorsque la résolution spatio-temporelle est utilisée. Dans le domaine absolu, la fréquence n'est pas impactée par l'évolution de la vitesse liquide, alors que du côté convectif il devient difficile de conclure sur l'influence des différents paramètres. La comparaison peut s'étendre ensuite directement à l'aspect des spectres.

4.1.4 Etudes des spectres obtenus par simulation numérique

Evolution en fonction de M

Le modèle théorique prédit une transition de mode pour un M compris entre 8 et 10. Dans les simulations, une perturbation en fréquence est introduite dans les profils de vitesse gaz. Cette perturbation est exprimée par l'équation 4.4.

$$u_{pert} = 10^{-3} U_g \frac{\sum_{i=1}^N \sin(i\Delta\omega_i t)}{N} \quad (4.4)$$

Lorsque nous sommes dans le mode convectif, le système se comporte comme un amplificateur de bruit. Les $N = 10$ fréquences forcées doivent donc se retrouver amplifiées par le système et le spectre en fréquence des oscillations de l'interface doit aussi les restituer. Au contraire lors de la transition vers un mode absolu, le système se comporte comme un oscillateur qui rentre en résonance sur une fréquence qui lui est propre. Dans le spectre, les fréquences forcées à l'injection devraient alors disparaître au profit d'un seul pic lié à cette résonance. La figure 4.6 montre comment l'allure des spectres évolue lorsque M augmente. Les pulsations sont données sous leur forme adimensionnée et la puissance spectrale est normalisée par la puissance du pic maximum de chaque spectre afin de se focaliser sur une comparaison qualitative.

Pour le M le plus faible, figure 4.6 de gauche, nous retrouvons le peigne de fréquences forcées introduites dans le gaz. Pour le M le plus fort, figure 4.6 de droite, ce peigne a disparu et nous avons un seul pic prépondérant qui ne correspond plus à une fréquence introduite. Le rapport bruit sur

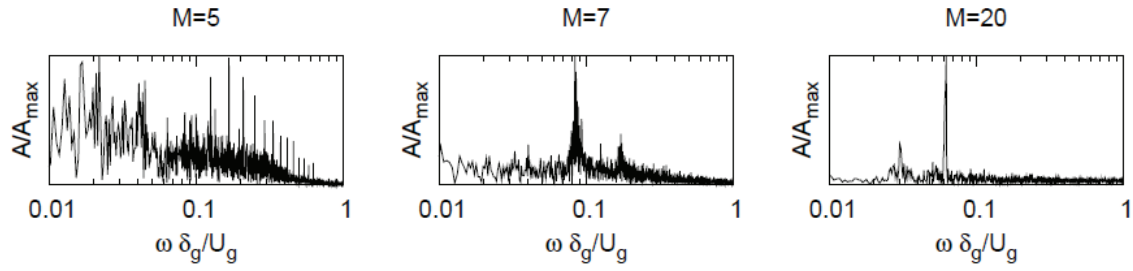


FIGURE 4.6 – Exemples de spectres en fréquence adimensionnée obtenus par la simulation numérique pour M variant de 5 à 20. $U_g = 20 \text{ m/s}$ et $\rho_g/\rho_l = 0,1$.

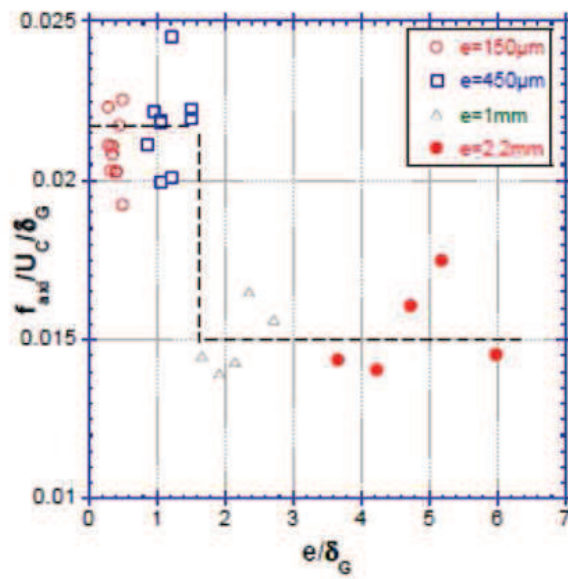


FIGURE 4.7 – Saut de mode dans la fréquence adimensionnée en fonction de ep/δ_g d'après Ben Rayana 2007.

puissance maximale diminue lorsque M augmente. Lors de la transition autour de $M = 7$ plusieurs pics coexistent, ainsi que le montre la figure du milieu. La transition du mode convectif vers le mode absolu est bien observée aux mêmes conditions que celles prédites par la théorie figure 4.5 lorsque le déficit de vitesse est le plus important ($\delta_d = 0,1$).

Evolution en fonction de ep

Les investigations se poursuivent en contrôlant avec la même méthode l'influence de ep . Le profil de vitesse joue un rôle déterminant pour la transition de régime. Implicitement, l'épaisseur de lèvre détermine aussi ce profil, notamment lorsque sa dimension est du même ordre de grandeur que δ_g . Les études de Ben Rayana 2007 [13] sur l'influence de ep ont montré que, lorsque ep augmente, il y a une transition dans les fréquences mesurées. La figure 4.7 montre cette transition. Nous avons sur l'axe des abscisses l'épaisseur de lèvre adimensionnée par δ_g et sur les ordonnées la fréquence adimensionnée.

Les épaisseurs ep varient de 150 à 2200 μm . Ben Rayana réalise pour chacune des plaques plusieurs mesures à $M = 16$ en faisant varier conjointement U_g et U_l . Ses travaux montrent effectivement une marche fortement marquée lorsque ep/δ est supérieur à 1,5. Ce passage peut s'apparenter à une transition de mode. Suivant cette idée, plusieurs simulations sont réalisées en faisant varier ep et en

gardant le même point de fonctionnement. La figure 4.8 montre les spectres obtenus pour trois valeurs de $ep/\delta_g = 0.5, 1$ et 2 . Pour rester dans un régime absolu, M est maintenu égal à 20 . Les deux premiers cas, a et b, donnent des fréquences et allures de spectre identiques aux données de la figure 4.6 dans le cas absolu. La sous figure 4.8 (c) montre que le rapport bruit sur puissance spectrale maximale a augmenté et le pic de fréquence principale a changé de position. Sur l'ensemble des simulations, deux pics coexistent, mais leurs puissances spectrales respectives évoluent l'une par rapport à l'autre. Nous avons donc une influence de la plaque qui intervient lorsque ep/δ_g est supérieur à 1 . Pour $ep/\delta_g < 1$, le système est contrôlé par le point de fonctionnement et, au delà de ce rapport, nous passons dans un régime de type amplificateur de bruit qui est dirigé par l'écoulement en aval de la plaque de séparation. Si cet écoulement est excité selon certaines fréquences, nous pouvons les retrouver plus en aval. Ce régime est noté *I*.

Suite à ces deux constats, et en faisant varier ep et M plus systématiquement, Fuster et al. déterminent une cartographie à $U_g = 20$ m/s des changements de régime, figure 4.9. Sur cette cartographie, la ligne discontinue verticale représente le passage du régime NA au régime G selon une variation de M et la ligne discontinue horizontale le passage au régime I. Chaque zone est représentée par un motif distinct. Il est important ici de noter que ces résultats de simulation concernent un rapport de masse volumique $\rho_g/\rho_l = 0,1$. Lorsque ρ_g/ρ_l diminue, la valeur de transition du convectif vers l'absolu diminue aussi. Par exemple, pour un $\rho_g/\rho_l = 0,001$, la transition apparaît à $M = 1$. Une interprétation physique possible de cet effet est que la quantité de liquide entraînée pendant la croissance des vagues permet aux informations de se propager en amont si la vitesse liquide reste en dessous d'un seuil critique. La remontée en amont génère l'instabilité absolue. Si nous supposons que la vitesse critique se développe comme le taux de croissance, $U_c \propto U_g \sqrt{\rho_g/\rho_l}$ on s'attend à ce que le ratio de pression dynamique critique soit $M_c \propto \sqrt{\rho_g/\rho_l}$.

En ce qui concerne le régime de sillage de plaque, une observation en détail du bord d'attaque de la plaque de séparation des phases montre que la ligne de contact se déplace de bas en haut. Les résultats de Otto prédisent qu'un déficit de vitesse favorise les modes absolus. L'augmentation de ep doit générer un plus gros déficit de vitesse et donc favoriser un mode absolu. Dans les simulations, cette augmentation de ep se traduit par l'apparition d'un mode convectif.

Si l'oscillation observée derrière la plaque peut expliquer cette augmentation du bruit lorsque ep devient grand devant δ_g , la résolution des simulations ne permet cependant pas de conclure sur la validité de cette hypothèse et des simulations ciblées sont nécessaires.

4.1.5 Etude des spectres expérimentaux.

Pour les mêmes points de fonctionnement que les simulations, nous réalisons la série expérimentale spécifique **B** sur l'injecteur plan en configuration *N°2* afin de déterminer si la transition convectif/absolu peut être observée expérimentalement. Les points de fonctionnement sont réglés par U_l avec $U_g = 20$ m/s fixé. U_l est varié sur l'intégralité de la gamme de l'injecteur. Cette série est répétée deux fois. Le premier jeu de mesures utilise un couteau d'épaisseur $0,2$ mm et le second jeu un couteau de

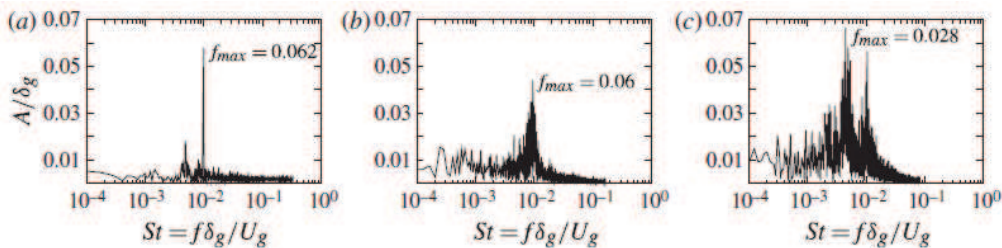


FIGURE 4.8 – Exemples de spectres en fréquence adimensionnée obtenus par la simulation numérique pour $ep/\delta_g = 0.5, 1$ et 2 . $U_g = 20$ m/s et $\rho_g/\rho_l = 0,1$.

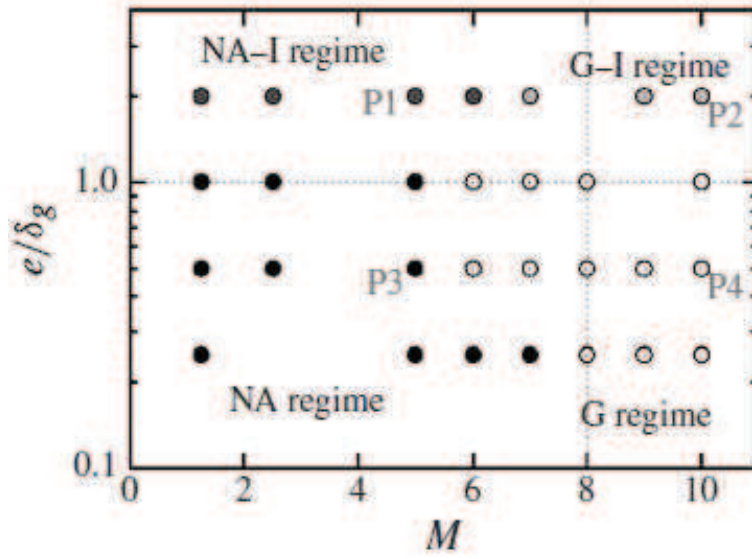


FIGURE 4.9 – Cartographie des zones absolues et convectives observées en simulation. **I** : Injector-influenced regime, **NA** : Noise amplifier regime et **G** : Global regime. $U_g = 20 \text{ m/s}$ et $\rho_g/\rho_l = 0,1$.

2,2 mm. H_l reste constant entre ces mesures et égal à 6 mm.

Dans le cadre de cette étude, les paramètres de traitement de la méthode Welch ne sont pas utilisés et nous traitons le signal d'amplitude des vagues par une transformée de Fourier classique : nous n'utilisons pas de recouvrement et la fenêtre est à bord droit. Le but de cette étude est avant tout de contrôler le changement d'aspect des spectres avant de vérifier les fréquences. Le M de transition repéré dans les simulations est valable pour $\rho_g/\rho_l = 0,1$.

Changement de l'aspect des spectres avec M

La figure 4.10 montre une succession de spectres pour un M variant de 0,5 à 20 pour $U_g = 20 \text{ m/s}$ en gardant la même plaque d'épaisseur de lèvre : $ep = 0,2 \text{ mm}$.

Le même comportement est observé dans les simulations numériques. La transition se fait beaucoup plus précocement, ce qui rejoint l'hypothèse d'un M_c critique de transition de mode proportionnel à $\sqrt{\rho_g/\rho_l}$. L'aspect des spectres passe, d'un bruit amplifié à $M = 0.75$, à un seul pic de forte puissance, à $M = 1$. L'échelle des ordonnées est adimensionnée par la puissance spectrale maximale de chaque graphique afin de bien mettre en avant l'évolution du rapport bruit sur signal. Pour les très forts M , le bruit n'est presque plus visible. Comme dans le cas numérique, nous interprétons cette transition en fonction de M comme une transition convectif/absolu.

Transition via la plaque de séparation

Pour contrôler l'influence de ep , nous reprenons la même série de mesures que précédemment, en changeant la plaque de séparation de phase. Cette nouvelle plaque a une épaisseur de lèvre égale à 2,2 mm. Le tableau 4.1 fait la synthèse des fréquences en fonction de $f_{mes}\delta_g/U_g$ pour les deux valeurs de ep/δ_g . Nous retrouvons bien la marche entre les deux jeux de fréquences car nous avons

M	ep/δ_g	0.47	0.76	1.10	1.72	3.68	7.35	14.72	29.42	moy
$f_{mes}\delta_g/U_g[10^{-3}]$	0.38	38.57	18.46	20.29	21.43	21.41	19.70	17.99	17.05	23.61
$f_{mes}\delta_g/U_g[10^{-3}]$	4.23	32.09	16.56	16.99	9.13	10.97	11.86	11.89	12.09	16.51

TABLE 4.1 – Synthèse des fréquences en fonction de $f_{mes}\delta_g/U_g$ pour les deux valeurs de ep/δ_g

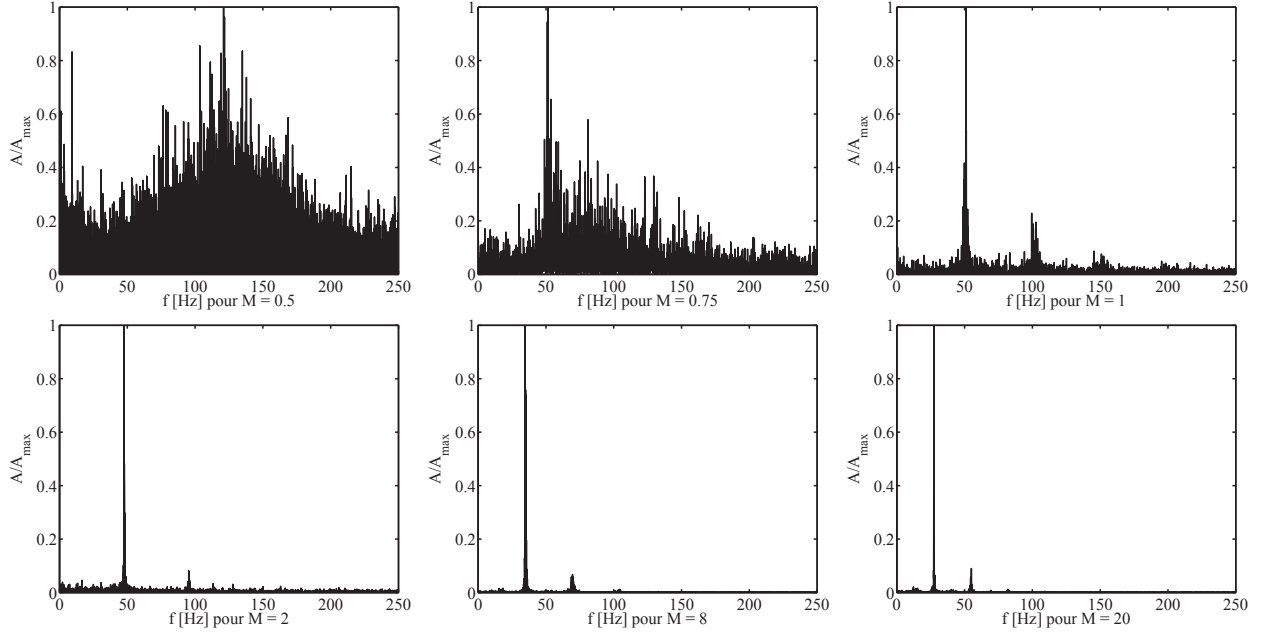


FIGURE 4.10 – Evolution du spectre de fréquence expérimental en fonction de M pour $U_g = 20 \text{ m/s}$, $H_l = 6 \text{ mm}$ et $ep = 0,2 \text{ mm}$.

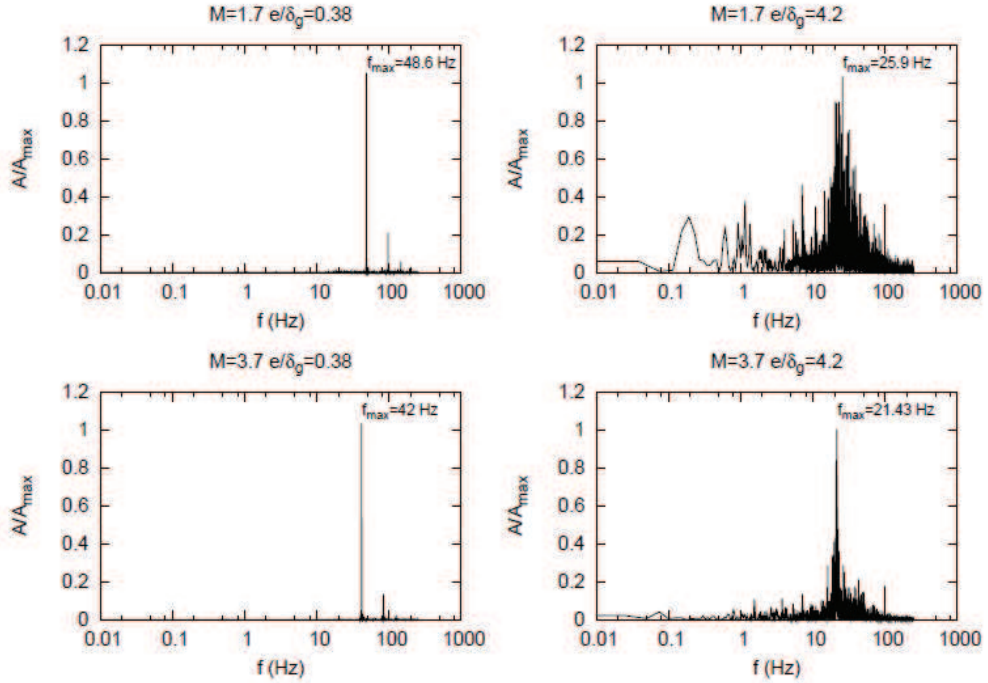


FIGURE 4.11 – Evolution du spectre de fréquence expérimentaux en fonction de ep/δ_g pour $U_g = 20 \text{ m/s}$, $H_l = 6 \text{ mm}$ et $ep = 0,2$ et $2,2 \text{ mm}$ pour $M = 1,7$ ligne du haut et $M = 3,7$ ligne du bas.

une moyenne de $f_{mes}\delta_g/U_g = 23.6$ pour $ep/\delta_g = 0.38$ qui tombe à 16.5 pour $ep/\delta_g = 4.2$. L'ensemble des mesures est cependant un peu plus dispersé que pour les données de la figures 4.7 de Ben Rayana car nous avons fait varier M au lieu de le garder constant et grand. Les visualisations des spectres figure 4.11 confirment cette transition.

Sur les graphiques de gauche nous avons un rapport e/δ_g inférieur à 1 alors qu'il est supérieur à

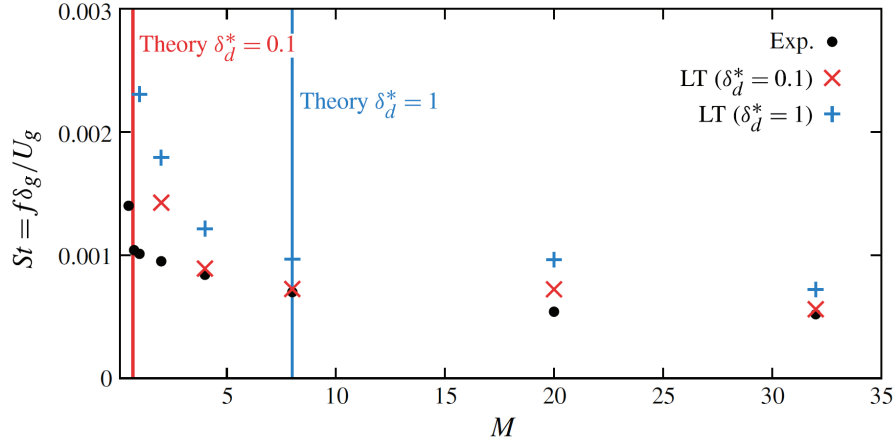


FIGURE 4.12 – Résultats expérimentaux et théoriques en fonction de M pour $U_g = 20 \text{ m/s}$ d’après Fuster et al 2013. • : Série **B**, \times correspond à la théorie linéaire avec déficit de vitesse et $+$ sans déficit. Les lignes verticales désignent le M_c de transition de régime théoriques. $\delta_d = 0.1$ avec déficit et $\delta_d = 1$ sans déficit.

1 pour les figures de droite. De la même manière que pour les figures 4.10 nous constatons que le rapport bruit sur signal a fortement augmenté pour les figures de droite, à conditions expérimentales égales.

4.1.6 Comparaison entre simulations, résultats théoriques et mesures : conclusion sur l’analyse spectrographique

Bien que les simulations ne soient pas réalisées dans des conditions de rapport de densité ρ_g/ρ_l identiques au rapport de densité air/eau de l’expérimentation, nous observons un bon accord qualitatif entre les résultats expérimentaux figures 4.10 et 4.11 et les simulations numériques figures 4.7 et 4.8. Dans les deux cas, nous avons observé une transition d’un spectre bruité vers un spectre piqué, soit lorsque M augmente, soit lorsque l’épaisseur de lèvre devient plus grande que la couche de vorticité. Cette transition d’aspect est représentative du changement de mode d’instabilité.

La figure 4.12 met en parallèle les résultats expérimentaux et théoriques. Le motif • représente les points expérimentaux de la série **B**, le motif \times les points théoriques avec déficit de vitesse et le motif $+$ sans déficit. Les lignes verticales représentent les points de transition prédits par l’analyse de stabilité linéaire, avec et sans déficit de vitesse.

Lorsque le déficit de vitesse est pris en compte, nous obtenons un bon accord pour plusieurs valeurs de M . Cet accord est trouvé pour les points qui sont dans une zone d’instabilité absolue. Dans la zone convective, les fréquences prédites sont bien plus grandes, comme pour les résultats de Otto et al. 2013 [104]. Un point important concerne le M de transition. Pour un rapport de densité r de 0,1 (cas des simulations), M_c vaut 8 alors que dans le cas d’un rapport de densité r de 0.001 (cas des expériences), M_c vaut 1. En ce qui concerne le taux de croissance nous n’avons pas regardé l’accord entre théorie, simulations et expériences, puisque le taux de croissance des vagues n’est mesurable que dans le cas d’une instabilité convective. Il est difficile de définir et de mesurer la croissance d’un mode absolu. Nous avons donc réduit les comparaisons à la fréquence de l’instabilité. Un autre aspect, négligé dans cette étude, est l’influence du confinement sur la transition observée par Juniper et Candel 2003, Juniper 2006 et Juniper et al. 2011. Ces auteurs ont montré que le confinement lié aux parois supérieures de l’écoulement peut être à l’origine d’un mode absolu. En introduisant les parois dans le modèle physique, de nouvelles branches apparaissent et peuvent conduire à l’apparition d’un *pinch point* avec la branche de l’instabilité de cisaillement comme le montre Matas 2015 [91].

Afin de caractériser l'influence du confinement sur l'instabilité nous avons modifié le dispositif expérimental, ces résultats seront présentés dans la section 4.3. Auparavant, nous réalisons une étude bibliographique des connaissances sur les instabilités de films minces.

4.2 Bibliographie dans le cas des films minces

Dans le chapitre 3, nous avons vu comment la modélisation de l'instabilité de cisaillement peut se complexifier en améliorant le profil des vitesses ainsi que le mode de résolution. A présent, nous allons voir comment cette analyse est transposée au cas des films minces et comment s'accordent ces prédictions avec les mesures réalisées. La plupart des études sur les films minces sont relatives à des applications pour l'industrie chimique, pétrochimique, nucléaire et agro-alimentaire. Les problématiques portent sur trois aspects principaux :

- Les échanges thermiques entre une colonne, un film tombant le long de la paroi interne et du gaz en contrecourant. L'enjeu des études est de comprendre la structure de l'écoulement pour maximiser les échanges thermiques entre phases, le but étant d'optimiser le refroidissement d'un produit chimique liquide ou d'un gaz.
- L'entraînement du film liquide par du gaz sur des conduites cylindriques horizontales dans le cadre du transport d'hydrocarbure. Ici l'enjeu est de déterminer le régime de vitesse qui limite les phénomènes d'engorgement et de perte de charge afin de minimiser l'énergie nécessaire au transport.
- L'écoulement de film très visqueux sur plan incliné. L'intérêt de ces études porte sur la lubrification de pièces mécaniques.

Toutes ces études portent sur des conditions expérimentales très variées, mais, ce qui pose problème en priorité, c'est de trouver quelle est la limite entre films minces et écoulement liquide épais.

4.2.1 Films minces cisailés par courant gazeux à l'horizontale

La première étude théorique précise du cisaillement d'un fluide mince par un autre fluide est développée par Feldman 1957 [46]. Cette étude s'intéresse aux films minces dans le sens où la phase inférieure à une épaisseur finie contrairement aux études précédentes portant sur l'instabilité de cisaillement. Le choix du profil de vitesse utilisé est discutable puisqu'il choisit un écoulement de Couette dans les deux fluides superposés comme illustré figure 4.13 à gauche. Pour la phase gazeuse

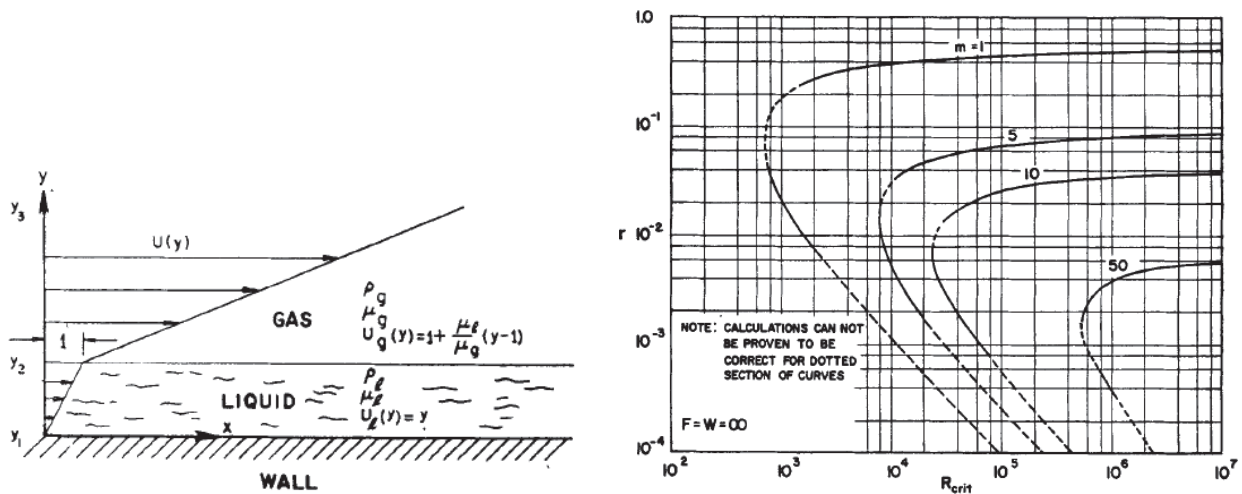


FIGURE 4.13 – Profil de vitesse de l'analyse de stabilité de Feldman 1957 [46] à gauche. Cartographie des Reynolds critiques en fonction du rapport des densités r à droite.

ce profil ne pose pas de problème si l'épaisseur du film est très inférieure à la couche de vorticité gaz. Cette restriction constitue la première limitation de cette étude et confirme que l'auteur vise

bien l'étude de films très minces. Le choix du profil liquide de type écoulement de Couette est en contradiction avec le profil de Poiseuille utilisé par Benjamin 1957 [9]. Comme conditions aux limites, en $y = 0$ au niveau du fond et $y = \inf$, les composantes de vitesse u et v sont nulles. A l'interface liquide/gaz les conditions de saut classique, continuité de la contrainte de cisaillement et égalité des vitesses, sont respectées. Le profil de vitesse de base étant défini, Feldman réalise une analyse de stabilité visqueuse avec tension de surface et gravité pour une résolution temporelle. L'analyse dimensionnelle du problème fait ressortir le rapport des viscosités $m = \mu_l/\mu_g$, le rapport de densité $r = \rho_g/\rho_l$ le nombre de Froude F et de Weber W basées sur l'épaisseur de film h . Le nombre de Reynolds du gaz est exclu de cette analyse dimensionnelle au profit du Reynolds liquide R . Dans le cas où le produit du nombre d'onde par le Reynolds est grand devant 1 et que la gravité ainsi que la tension de surface sont négligées, la limite de stabilité est déterminée par un Reynolds critique en fonction de r présenté figure 4.13 à droite. Dans ces conditions Feldman propose plusieurs conclusions :

- L'écoulement est complètement stable lorsque m et r tendent vers 1, c'est le cas d'un écoulement monophasique.
- Pour un rapport de densité r donné, une augmentation de m accroît la stabilité.
- Pour les très petits r l'écoulement est stable. Lorsque r tend vers 0, le nombre d'onde α tend vers 0.6 tandis que la vitesse de convection des vagues c adimensionnée par U_g tend vers 0,1.
- Pour une valeur donnée de m , il y a toujours une valeur de r pour laquelle l'écoulement est instable.
- Pour le cas air/eau à $100^\circ C$ et à la pression atmosphérique ($m = 10$ et $r = 0.001$) le Reynolds critique est de 60000.
- Les conditions critiques ne dépendent que du nombre de Reynolds liquide.

Feldman met donc en avant le rôle déstabilisant du saut de densité et de viscosité, mais ses Reynolds critiques ne collent pas avec les expérimentations de Knuth 1954 [73]. Les expériences de Knuth indiquent que les perturbations de longueur d'ondes relativement courtes sont présentes pour toutes les vitesses de film, tandis que les perturbations de plus grande longueur d'onde (comparées avec l'épaisseur de film) apparaissent seulement quand un Reynolds critique est dépassé. La conclusion de Feldman, pour les très petits r l'écoulement est stable, est remise en cause par Miles 1960 [99]. Celui-ci se base sur une observation de Lin 1946 [82] d'un mécanisme clé lié à la viscosité au niveau de la frontière solide.

Sur ce mur, les deux composantes de vitesse de l'oscillation se déphasent sous l'effet de la viscosité créant ainsi une contrainte de Reynolds qui convertit l'énergie de l'écoulement du fluide moyen vers l'oscillation. Cette énergie dissipée est fonction de $Re^{-1/2}$ quand $R \rightarrow \infty$, tandis qu'au niveau de la surface libre, elle est fonction de Re^{-1} et au centre $Re^{-2/3}$. Le film doit donc être instable quand Re augmente vers l'infini. Miles remet en cause les approximations asymptotiques de Feldman pour les vagues de petite vitesse au mur. Reprenant le profil initial de Feldman, mais en posant des approximations asymptotiques différentes, Miles obtient une courbe de stabilité d'un nombre de Reynolds liquide critique en fonction de l'inverse du Weber calculé sur l'épaisseur de film, figure 4.14.

Miles trouve donc qu'un film liquide d'épaisseur h , ayant un profil moyen linéaire limité par un mur et une surface libre entraînée par un gaz, est instable pour une valeur suffisamment grande de Reynolds ou de Weber liquide. Une condition suffisante de stabilité du film, si on garde la restriction des petites perturbations est : $Re < 203$ ou $We < 3$. Tant que la viscosité cinématique du gaz reste grande devant celle du fluide, l'analyse monophasique reste correcte. L'étude de Miles ne prend pas en compte le transfert d'énergie de la phase rapide vers la phase lente.

Reprenant les travaux de Miles 1960 [99] et de Benjamin [9] [10] [11], Craik 1965 [35] approfondit l'étude des films extrêmement minces. Cet auteur compare des mesures de longueur d'onde réalisées expérimentalement avec une théorie de stabilité linéaire. Contrairement aux travaux expérimentaux de Hanratty et Engen 1957 [54] où le film le plus fin à une épaisseur de 0,5 mm, Craik explore des épaisseurs d'un maximum de 0,3 mm. Il part du constat suivant : les films épais ont un amortissement interne assez bas. La stabilité arrive lorsque la dissipation visqueuse est suffisante pour équilibrer le transfert d'énergie vers l'oscillation. A contrario, pour les films moins épais, le Reynolds liquide diminue alors que l'amortissement augmente, ce qui a tendance à limiter cette instabilité. Pourtant,

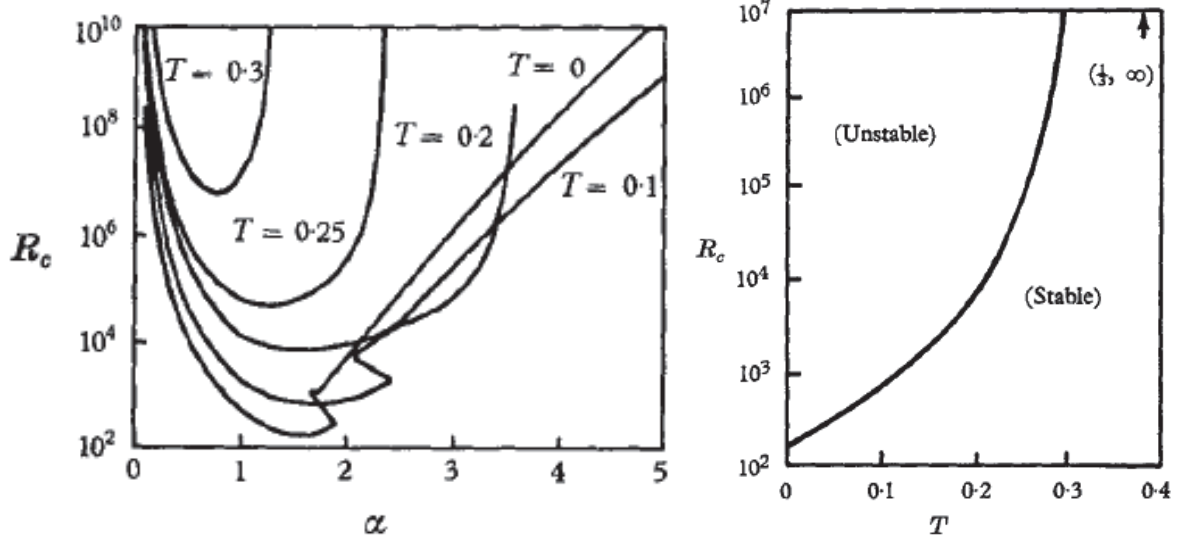


FIGURE 4.14 – Stabilité d'un film liquide d'épaisseur h . A gauche en fonction de α et à droite en fonction de T (minimum de chaque courbe). α est le nombre d'onde R_c est le Reynolds critique $R_l = U_l h : \nu$ et T représente l'inverse du Weber $We^{-1} = \sigma / \rho_l U_l^2 h$. D'après Miles 1960 [99]

les expérimentations de Craik montrent clairement la présence d'instabilité pour ces films très fins. Sur son expérimentation, il observe l'apparition de vagues lentes assez irrégulières dont la forme est différente des vagues rapides aux formes sinusoïdales. La figure 4.15 de gauche donne une cartographie du type de vague en fonction de la vitesse du gaz et de l'épaisseur de film.

Le résultat important visible sur ce graphique est que, contrairement à ce qui est attendu, le film le

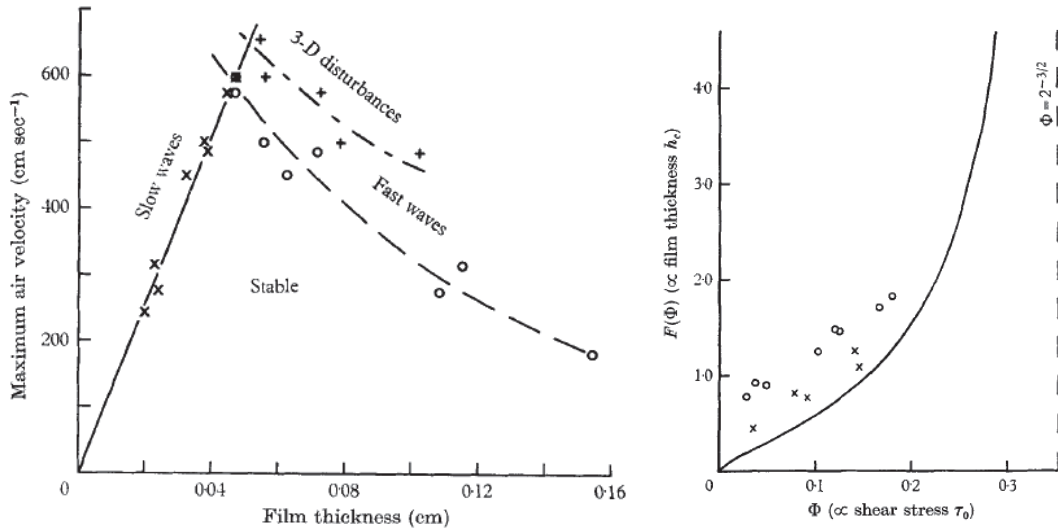


FIGURE 4.15 – Zone de stabilité du film mince en fonction de l'épaisseur du film et de la vitesse gaz à gauche. Épaisseur de film critique en fonction de la contrainte de cisaillement à droite, d'après Craik 1965 [35].

plus mince n'est pas forcément le plus stable puisqu'il existe une valeur de h non nulle pour laquelle le liquide est le plus stable : ici 0,46 mm. Craik reprend la méthode de Miles 1960 [99] pour son modèle, notamment pour modéliser le gaz comme quasi-laminaire. Les composantes de cisaillement à la surface sont évaluées avec les résultats de Benjamin 1957 [9]. La différence entre ces deux études réside dans l'approximation des films très minces. Pour un film liquide suffisamment mince, la longueur d'onde λ des oscillations est grande devant l'épaisseur liquide donc le nombre d'onde adimensionné

$\alpha = 2\pi h/\lambda$ est petit devant 1. Cette analyse permet de dire que le liquide est instable si l'équation 4.5 est vraie :

$$P_r + (3T_i/2kh) > \rho_l g + \sigma k^2 \quad (4.5)$$

P_r et T_i sont respectivement la partie réelle de la contrainte normale et la partie imaginaire de la contrainte tangentielle du gaz à la surface. L'instabilité apparaît donc lorsque ces contraintes ne parviennent pas à contrebalancer la gravité et la tension de surface. Comme P_r est généralement plus grand que T_i , l'équation 4.5 montre que, pour une condition gaz donné (P_r et T_i fixe), nous parvenons toujours à l'instabilité en diminuant h .

Ce mécanisme est bien une instabilité de type Kelvin–Helmholtz. Dans le cas de film plus épais, ce sont les contraintes P_i et T_r qui sont généralement variées au travers de U_g et U_l pour parvenir à la déstabilisation de l'écoulement. Dans le cas des films minces le paramètre h prend plus d'importance puisqu'il devient prépondérant pour déstabiliser.

Pour finir Craik donne la dépendance entre un paramètre Φ lié au cisaillement du gaz et une fonction image $F(\Phi)$ de l'épaisseur critique h_c , figure 4.15 à droite. Les points représentent ses mesures expérimentales qui sont en bon accord avec sa théorie. L'étude de Craik fait référence dans le cas des films minces, mais peu d'études sur le cisaillement plan simple poursuivent ses travaux. Nous verrons que les études des films minces tombants et cisailés sont plus fournies.

Nous pouvons citer Ozgen 1998 [106] lorsqu'il étudie l'influence de l'épaisseur de fluide. La figure 4.16 est une extension de la figure 3.7 lorsque le rapport entre épaisseur liquide et gazeux augmente. Le rapport l varie peu pour rester dans la limite de validité du profil de vitesse utilisé.

L'analyse de la figure 4.16 doit se faire en regardant en premier les petits nombres d'ondes. Les

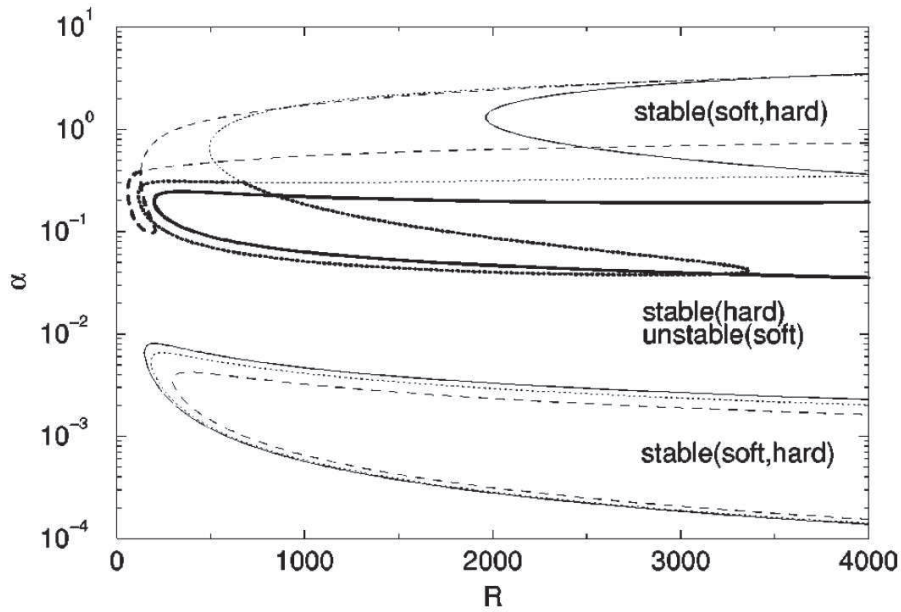


FIGURE 4.16 – Changement des frontières de stabilité pour les deux modes visqueux TS et Yih sous l'influence de $l = H_l/H_g$ d'après Özgen 1998 [106]. Les lignes épaisses concernent le mode Tollmien–Schlichting (hard) et les lignes fines le mode Yih (soft). $l = 0,5$: ligne continue épaisse, $l = 1$: ligne discontinue, $l = 2$: ligne pointillée.

longueurs d'ondes associées sont tellement grandes et leur amplitude et taux de croissance trop faibles pour être affectées par un éloignement de la paroi inférieure. L'instabilité interfaciale visqueuse ne change donc pas de limite de stabilité. En ce qui concerne les plus petites longueurs d'ondes, les différents modes étudiés coalescent en fonction du Reynolds. Dans le cas de couche de même épaisseur à $l = H_l/H_g = 1$ et pour un Reynolds de 3400, les deux modes se retrouvent dans la même zone de stabilité. Pour des valeurs plus petites de l , lorsque $H_l < H_g$, ce rapprochement doit s'opérer pour des Reynolds beaucoup plus grands (pour $l = 0.5$, Re de coalescence des modes = 4000). La figure

4.16 montre que plus la couche liquide est mince, plus le Reynolds pour lequel les deux modes sont instables est grand.

Les études précédemment citées sont principalement théoriques. Lalo 2006 [76] fournit un jeu de données expérimentales pour des films liquides d'épaisseur $H_l = 0,3 \text{ mm}$ et $H_l = 1 \text{ mm}$ atomisés par du gaz entre $U_g = 30$ et 90 m/s pour des vitesses liquides comprises entre $U_l = 0,5$ et $2,3 \text{ m/s}$. Ces paramètres donnent un M compris entre 0,2 et 6. L'injecteur utilisé dans ces expériences correspond aux bancs d'atomisation plan du LEGI, mais avec une orientation verticale et sans parois latérales. Les mesures de longueur d'onde λ_L sont réalisées par ombroscopie, avec une caméra rapide et un traitement automatisé. Tout d'abord, les vitesses liquides influencent peu les longueurs d'ondes en dessus de $U_g = 40 \text{ m/s}$. En dessous, les variations sont imputables à l'élargissement de la nappe liquide et à une topographie de nappe différente. Les λ_L mesurés sont largement en dessous des valeurs de Ben Rayana et Raynal. Les préfacteurs de la dépendance entre λ_L et δ_g sont respectivement de 0,06 pour le film de 1 mm et 0,12 pour le film de $300 \mu\text{m}$, ce qui est très inférieur au facteur 1,6 de Raynal. Pour poursuivre les comparaisons avec les modèles de stabilité visqueux, les longueurs d'ondes sont adimensionnées par δ_g ou H_l pour trouver un nombre d'onde $2\pi H_l/\lambda_L$ ou $2\pi \delta_g/\lambda_L$. Retenant l'adimensionnement par H_l , ces nombres d'ondes sont compris entre 5 et 1, ce qui correspond à une valeur beaucoup plus grande que les prédictions de Asali et Al. 1993 [5] avec 0,4 ou que Boeck et al. 2005 [15] avec 1,2 au maximum. La stabilité des films minces est donc bien dépendante de H_l et le rajout de la viscosité ne suffit pas à prédire la bonne longueur d'onde.

4.2.2 Films tombants cisailés

Les films tombants cisailés ou non par des gaz à grande vitesse font l'objet d'une bibliographie bien renseignée. L'étude bibliographique de Craster et Matar 2009 [36] montre toute la diversité de ces études, autant du point de vue des expérimentations que des simulations. Les premières analyses de stabilité d'un film tombant cisailé sont réalisés par Kapitza 1949, puis Yih 1954 et enfin Benjamin 1957 [9]. L'étude de Kapitza 1949 concerne des écoulements fermés en tube inclinés et donne des résultats expérimentaux. Cette étude met en avant la grande diversité de comportement possible des films tombants. Il remarque que certaines vagues dite "naturelles" proviennent de perturbation formées par le bruit lors de l'injection liquide et que leur croissance mène à des phénomènes tridimensionnels et non linéaires. Deux types de vagues sont couramment observés avec des formes plutôt distinctes :

- des vagues de longueur d'ondes courte, de forme presque sinusoïdale avec des sommets larges
- des structures solitaires semblables à une impulsion avec de grands sommets étroits largement séparés et précédés par des vagues capillaires de petite amplitude.

L'origine de ces vagues est un concours entre l'effet stabilisant de la gravité et déstabilisant de l'inertie. L'ensemble de ces instabilités concerne des régimes à faible Reynolds, qui concernent peu nos points expérimentaux. Les études récentes, comme celles de Ruyer–Quil 2005 [115], portent sur des aspects non linéaires de croissance de vague qui sortent du cadre de notre étude. Pour la suite de cette partie, nous ne discuterons que les étapes essentielles de l'analyse de stabilité des films tombants.

Benjamin 1957 [9] fait référence en analysant le cisaillement d'un film liquide d'épaisseur h entre un plan solide incliné et une surface libre, figure 4.17 à gauche. Le liquide a un profil parabolique pour la vitesse. Dans ce contexte, une seule phase est donc prise en considération et la prise en compte de la viscosité est essentielle. Benjamin ne fait aucune restriction sur les Reynolds étudiés. En utilisant une méthode de résolution proposée par Kelvin 1887 [72] utilisant des fonctions en série de puissances ascendantes il obtient l'équation de la limite de stabilité suivante 4.6

$$\frac{4\tau(g.\sin\theta)^{-1/3}\nu^{-4/3}\alpha^2}{(3Re)^{5/3}} + \frac{4\cot\theta}{3Re} - \frac{8}{5} + 5,52\alpha^2 - 6,39.10^{-5}(\alpha Re)^2 - 14,63\alpha^4 = 0 \quad (4.6)$$

Dans cette équation le Reynolds liquide dépend de l'angle d'incidence du plan incliné θ , de l'épaisseur moyenne h du film et de la viscosité cinématique : $Re = \frac{h^3 g \sin\theta}{3\nu^2}$. Le paramètre τ représente la tension de surface. Cette équation se résout facilement pour un jeu de conditions initiales fixant Re .

Le paramètre ζ de la figure 4.17 est représentatif des caractéristiques du fluide et de l'inclinaison :

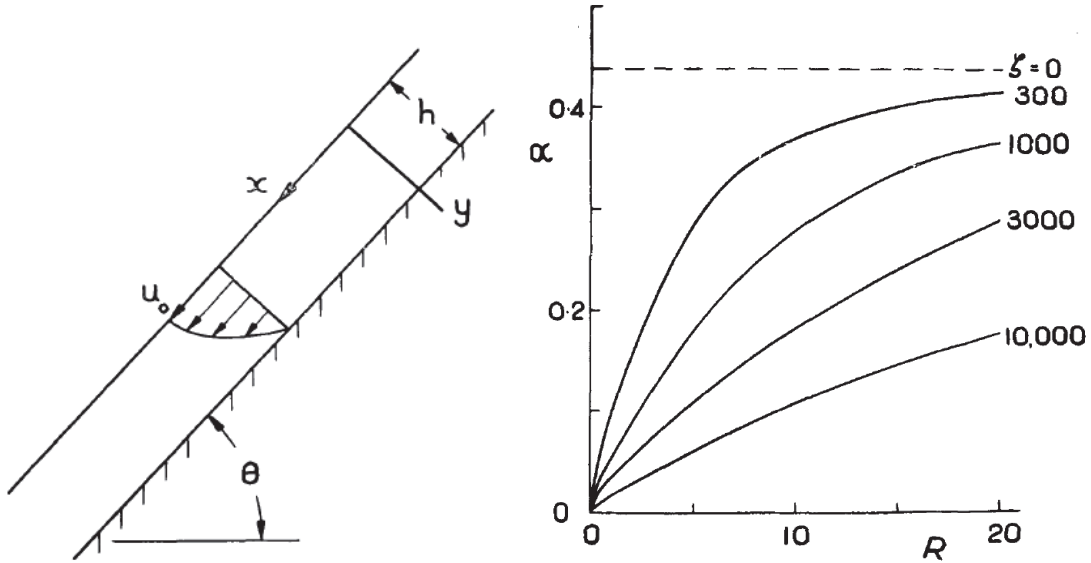


FIGURE 4.17 – Schématisation du liquide sur un plan incliné à gauche et limite de stabilité à droite dans le cas vertical d'après Benjamin 1957 [9]. $\zeta = \tau(g.\sin\theta)^{-1/3}\nu^{-4/3}$

$\zeta = \tau(g.\sin\theta)^{-1/3}\nu^{-4/3}$. Benjamin déduit de la figure 4.17 qu'il existe pour tout Re , tel qu'il l'a défini, un nombre d'onde α instable. L'écoulement n'est donc jamais vraiment stable. Cependant, les très petits Re sont stabilisants. Il note aussi que la tension de surface a un effet stabilisant, lorsque les longueurs d'ondes restent sous une limite dépendante des conditions initiales. Le cas de $\zeta = 0$ est équivalent à négliger la tension de surface.

Pour trouver des valeurs de longueur d'onde en fonction de taux de croissance comparables aux expérimentations de Binnie 1957 [14], Benjamin simplifie son problème en posant α comme petit, ce qui correspond à l'approximation des grandes longueurs d'ondes. Cette approximation simplifie grandement l'équation 4.6. Il trouve que, pour les grandes longueurs d'ondes, le Reynolds critique dépend simplement de l'angle d'inclinaison θ : $Re_c > \frac{5}{6}\cot\theta$. Dans le cas d'une conduite verticale le nombre d'onde peut s'écrire :

$$\frac{8}{5} = \frac{\alpha^2\tau}{hU^2} \quad (4.7)$$

L'écoulement est donc toujours instable dans ce cas. Benjamin 1957 [9] parvient à trouver la longueur d'onde du mode le plus instable dans ce cas, $\lambda = 2,21Re^{-1/2}$. Les comparaisons faites ensuite avec Binnie 1957 [14], donnent un bon accord sur la vitesse de convection des vagues, qui est surestimée de seulement 17%. Dans le cas de $Re = 4.4$, il y a un accord parfait de la longueur d'onde. Ces comparaisons restent cependant très limitées pour valider l'ensemble de cette modélisation.

Le modèle de Benjamin ne prend pas en considération la vitesse d'un gaz dans la couche adjacente à l'eau. Miesen et Boersma 1995 [97] réalisent un modèle de conduite verticale avec un gaz à contre courant. Le profil de vitesse du gaz possède une épaisseur de vorticité. Ces auteurs montrent que la résolution simultanée des équations d'Orr–Sommerfeld, dans le gaz et dans l'eau, contrairement au modèle de Miles 1962 [100], donne des résultats en accord avec les expérimentations de Cohen et Hanratty 1957 [37]. Bien que leur modèle ne prédise pas une épaisseur liquide correcte, il obtiennent un accord proche de 10%. Ces auteurs obtiennent aussi un bon accord avec les longueurs d'ondes et les vitesses de phase des expériences de Craik 1965 [35].

Enfin, l'étude de Boomkamp et Miesen 1997 [19] sur la classification des différentes instabilités, concerne un écoulement conf n  incliné, en reprenant le modèle théorique de Boomkamp 1997 [19]. Dans cette étude, ces auteurs mettent en place un bilan énergétique qui permet d'associer à la déstabilisation les contributions des contraintes visqueuses, de la gravité, de la tension de surface ou de l'inertie.

Un système de fluide qui est instable implique que l'énergie cinétique initiale des perturbations grandit avec le temps. Bien qu'il soit évident que cette énergie est toujours fournie par le courant principal, il est difficile de dire par quel mécanisme ce transfert a lieu. Dans les écoulements diphasiques, il est par exemple possible qu'une instabilité reçoive son énergie du flux de n'importe laquelle des deux phases ou des deux phases. Il peut aussi arriver que les contraintes interfaciales réalisent ce transfert. En reprenant les équations de Hooper et Boyd 1983 [61] il est possible de voir quelle est la proportion d'énergie cinétique de la perturbation qui est liée à la production de vagues et à la dissipation. En multipliant les équations de conservation de masse et de quantité de mouvement de Navier–Stokes par la vitesse des perturbations, nous obtenons une grandeur uniforme à une puissance. Cette grandeur moyennée par la longueur d'onde et intégrée le long des épaisseurs liquides et gaz donne le bilan suivant :

$$\sum_{j=1}^2 KIN_j = \sum_{j=1}^2 DIS_j + \sum_{j=1}^2 REY_j + INT \quad (4.8)$$

Dans cette équation 4.8 le terme KIN_j représente la contribution de l'énergie cinétique de chacun des fluides et le terme DIS_j représente les dissipations visqueuses. Les dissipations visqueuses ont toujours un effet stabilisant. Les contraintes de Reynolds apparaissent dans le terme REY_j . Les modes de parois sont visibles dans ce terme. Ces contraintes peuvent avoir un effet stabilisant ou déstabilisant suivant l'écoulement étudié. Le terme INT regroupe tout ce qui est lié à la présence d'une interface. Ce terme est plus complexe car il doit différencier les contraintes normales et tangentielles ainsi que la contribution liée à la tension de surface. L'utilisation de cette méthode permet à Boomkamp et Miesen 1997 [19] de discuter des mécanismes qui génèrent les différentes instabilités connues suivant le Re_g et Re_l . Ils montrent que les instabilités induites par la viscosité sont souvent induites par le fluide le moins visqueux. Pour les modes internes, tels que le mode TS, il n'y a pas seulement la dynamique du fluide qui est concernée. Pour ces modes, la partie tangentielle du terme INT , qui correspond à une action du gaz, n'est pas négligeable et contribue au transfert d'énergie vers la perturbation. Cette méthode est reprise par Otto et al. 2012 [104] dans l'étude des modes absolus.

4.2.3 Films dans écoulements annulaires

Les principales différences entre les écoulements cisailés dans des conduites et les écoulements précédemment étudiés résident dans la pression du gaz entrainant et dans les contraintes de confinement. Nous nous intéressons ici aux différents résultats de Hanratty et comment ses modèles ont évolué. Dans le cadre des analyses de modes instables absolus, Juniper 2006 [68] a montré qu'il existe des modes globaux liés au confinement des fluides. Ces dernières avancées permettent de relativiser la portée des études que nous allons citer. Les premières expériences notables de ce type d'étude sont menées par Cohen et Hanratty 1957 [37]. Ces auteurs étudient la stabilité d'un film liquide de plusieurs millimètres dans un canal d'une hauteur de 25 mm. Les liquides étudiés ont une viscosité pouvant atteindre 10 fois celle de l'eau. Pour une valeur fixée de la vitesse liquide, soit à Reynold liquide constant, il déterminent à partir de quelle vitesse gaz le liquide est déstabilisé. Du côté théorique, en reprenant la méthode de Miles 1962 [100], ils construisent un modèle de stabilité de la phase liquide et de la phase gazeuse. Les deux résolutions sont couplées par les contraintes moyennes de cisaillement. Le liquide est résolu par les équations d'Orr-Sommerfeld et la variation de pression du gaz à l'interface induite par le passage de vagues est approximée. Cette résolution dans le gaz est valable seulement pour les longueurs d'ondes qui respectent la condition : $2\pi H/\lambda > 1$, H est la hauteur de conduite. Ils trouvent une valeur théorique systématiquement plus grande de 23% par rapport à leurs mesures.

Hanratty 1983 [55] continue les investigations sur un tube horizontal de diamètre 25 mm pour des films très minces. Comme Craik, il note la présence de "slow wave" pour les faibles Reynolds liquides et pour des vitesses gaz inférieures à 10 m/s. Ce régime est largement en dessous de nos conditions expérimentales. En revanche, le cas des "roll waves" pour des vitesses gaz supérieures à 10 m/s et pour des $Re_l > 100$, entre dans le cadre de nos expérimentations. Hanratty cherche à déterminer

quel est l'effet stabilisant sur les films liquides à faible vitesse gaz. Il détermine, avec la méthode de séparation des fluides, que sa contrainte de cisaillement $\hat{\tau}_{SI}$, en phase avec les vagues liquides, doit être négative, ce qui normalement déstabilise le liquide. Ce résultat montre les limitations du modèle à phases séparées.

4.2.4 Conclusion sur les connaissances en films minces

L'ensemble des études présentées précédemment montre que la prise en compte de petits H_l dans l'analyse de stabilité fait ressortir plusieurs points :

- L'instabilité de Kapitza propre aux films tombants accélérés n'est pas présente dans notre expérimentation.
- Plusieurs modes de longueur d'onde et de taux de croissance différents peuvent coexister comme le décrit Craik 1965 dans ses expériences.
- D'après Özgen 1998 le mode visqueux interfacial de Yih sera toujours distinct du mode de paroi de Tollmien-Schlichting.
- La méthode du bilan énergétique, proposée par Boomkamp et Miesen 1997, est efficace pour comprendre le paramètre ou la composante mécanique qui contribue le plus à la déstabilisation.
- Les expériences de Lalo 2006 montrent que le modèle de stabilité de Raynal, fluides inviscides et profil de vitesse avec vorticité côté gaz, que nous utilisons ne donnent pas de bonnes prédictions pour la longueur d'onde dans le cas des faibles épaisseurs liquides.
- Les données expérimentales proches de notre configuration et pour de forts Reynolds sont rares.
- Aucun modèle de film mince ne donne conjointement un bon accord de taux de croissance, de vitesse de phase et de longueur d'onde.

A la lumière de ces constats, nous allons tenter, dans la section suivante, de générer un jeu de données expérimentales qui permettant d'identifier l'influence de H_l .

4.3 Influence de la variation de H_l sur l'instabilité de cisaillement

Nous avons vu au chapitre 3 que l'analyse de stabilité linéaire inviscide avec déficit de vitesse fonctionnait correctement pour prédire la fréquence avec une épaisseur liquide H_l grande. Dans les applications industrielles citées dans le chapitre introductif 1, beaucoup de configurations utilisent des films minces de l'ordre du mm pour la phase liquide. En réalisant une nouvelle série de mesures sur la configuration expérimentale N  3, nous diminuons    présent H_l afin de nous rapprocher de ces applications industrielles.

Nous allons voir que bien avant de descendre dans des épaisseurs submillimétriques, des effets notables apparaissent sur f_{mes} . Sur les plus petites épaisseurs de H_l , plusieurs modes semblent se chevaucher. Le modèle inviscide exposé au chapitre 3 reste-il toujours pertinent dans ces conditions ?

4.3.1 Choix des points de la série C

L'ensemble des séries de mesures réalisées dans ce chapitre est reporté dans la figure 4.18, série C motif \diamond . Le motif \times représente les mesures de la série **A** utilisées pour la validation du modèle inviscide avec déficit de vitesse de la section 3.4. Le motif $*$ représente la série **B** utilisées pour l'analyse des modes absolus de la section 4.1. Le motif \bullet est toujours la série de référence à $M = 16$.

Cette série **C**, motif \diamond , que nous utilisons dans cette section est divisée en deux sous-parties par deux U_l distinctes. Pour chaque sous-partie U_g est varié de 20 m/s    80 m/s. Ces points de fonctionnement sont choisis pour obtenir une gamme plus étendue de U_g . Les deux sous-parties sont séparées par l'isovaleur de $M = 4$ de telle sorte qu'une partie à $U_l = 1$ m/s est dans un régime supposé convectif, alors que l'autre partie à $U_l = 0,3$ m/s est plutôt dans un régime absolu. Pour chacun de ces points de fonctionnement, nous partons d'un H_l grand de 10 mm jusqu'à 0,5 mm dans les plus petits cas. Nous mesurons H_l sur la configuration N  3 avec une cale d'épaisseur propre à chaque H_l . Il est très difficile de descendre sur cette configuration en dessous de $H_l = 0,5$ mm car les déformations suivant l'axe z

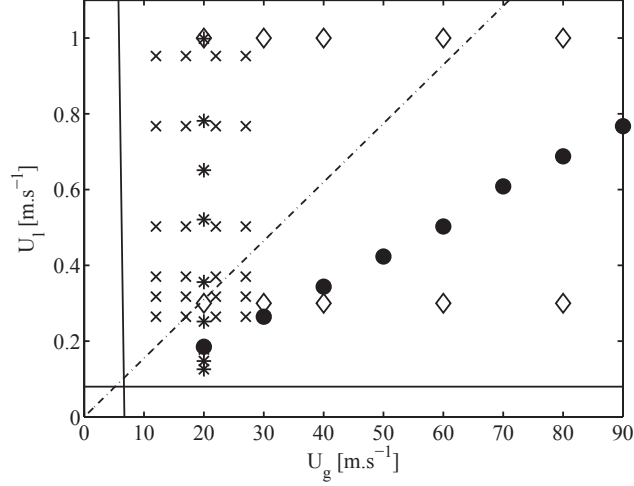


FIGURE 4.18 – Cartographie des points de mesures. \times : Série A, $*$: Série B, \diamond : Série C, ligne continue : limite de stabilité, ligne mixte : isovaleur de $M = 4$.

du couteau deviennent importantes lors du réglage devant la valeur de H_l . La largeur du canal l_{canal} est de 100 mm . Cette valeur est grande devant H_l et les défauts de planéité du couteau deviennent non négligeables. Ces défauts sont susceptibles de produire des effets transverses à l'écoulement non pris en compte dans l'analyse de stabilité.

4.3.2 Évolution de la fréquence en fonction H_l

Les figures 4.19 présentent f_{mes} en fonction de H_l . A chaque figure correspond une valeur de U_g et les motifs \bullet et \square sont respectivement associés à $U_l = 0,3\text{ m/s}$ et 1 m/s . En parallèle des mesures LIF et en complément pour les faibles épaisseurs liquides, nous avons mesuré f_{mes} par une technique alternative à la sonde optique. Cette technique consiste à récupérer un signal temporel de phase au milieu des vagues pour le convertir avec la même méthode de Welch dans l'espace des fréquences. Les motifs \times et $+$ présentent ces mesures pour $U_l = 0,3\text{ m/s}$ et 1 m/s . Le dernier graphique donne la puissance spectrale du pic de fréquence principal en fonction des paramètres M et H_l . La largeur du cercle est proportionnelle à la puissance spectrale et plus celle ci est grande, plus le spectre est généralement piqué.

Comme dans le chapitre précédent, f_{mes} augmente avec U_l . Pour les deux U_l , f_{mes} augmente lorsque H_l est diminué. Deux zones distinctes apparaissent indépendamment de U_l et U_g . Au dessus de $H_l = 4\text{ mm}$ les fréquences mesurées restent stables et ne s'écartent pas des mesures de référence à $H_l = 10\text{ mm}$. Nous relevons un maximum de 30% d'écart entre $f_{mes}(H_l = 10)$ et $f_{mes}(H_l = 5)$.

Les barres d'incertitude à $U_l = 0,3\text{ m/s}$ sont très faibles en comparaison de l'incertitude à $U_l = 1\text{ m/s}$. Ce constat peut être mis en parallèle avec le M de chaque série. Pour la série avec $U_g = 0,3\text{ m/s}$ les M sont supérieurs à 4 et donc l'instabilité est plutôt absolue, ce qui renforce la puissance spectrale et la qualité de mesure. La série à $U_l = 1\text{ m/s}$ est dans des instabilités plutôt convectives puisque M y est globalement inférieur à 4.

Le graphique des puissances spectrale confirme que plus M augmente, plus la puissance spectrale est grande. Lorsque $M > 20$ la puissance spectrale se dégrade car la mesure devient bruitée par de trop grosses amplitudes de vagues. En dessous de $H_l = 4\text{ mm}$ les fréquences mesurées augmentent dans une très large mesure. Des écarts relatifs entre $f_{mes}(H_l = 10\text{ mm})$ et $f_{mes}(H_l = 1\text{ mm})$ peuvent dépasser plus de 200% dans le cas de $U_l = 1\text{ m/s}$ et jusqu'à 100% dans le cas de $U_l = 0,3\text{ m/s}$. L'ensemble des mesures perd alors en puissance spectrale et les barres d'incertitudes deviennent très grandes, même pour la plus petite vitesse liquide. Nous rentrons donc dans un mode largement plus bruité que précédemment. Les mesures de fréquence réalisées en sonde optique confirment ces résultats.

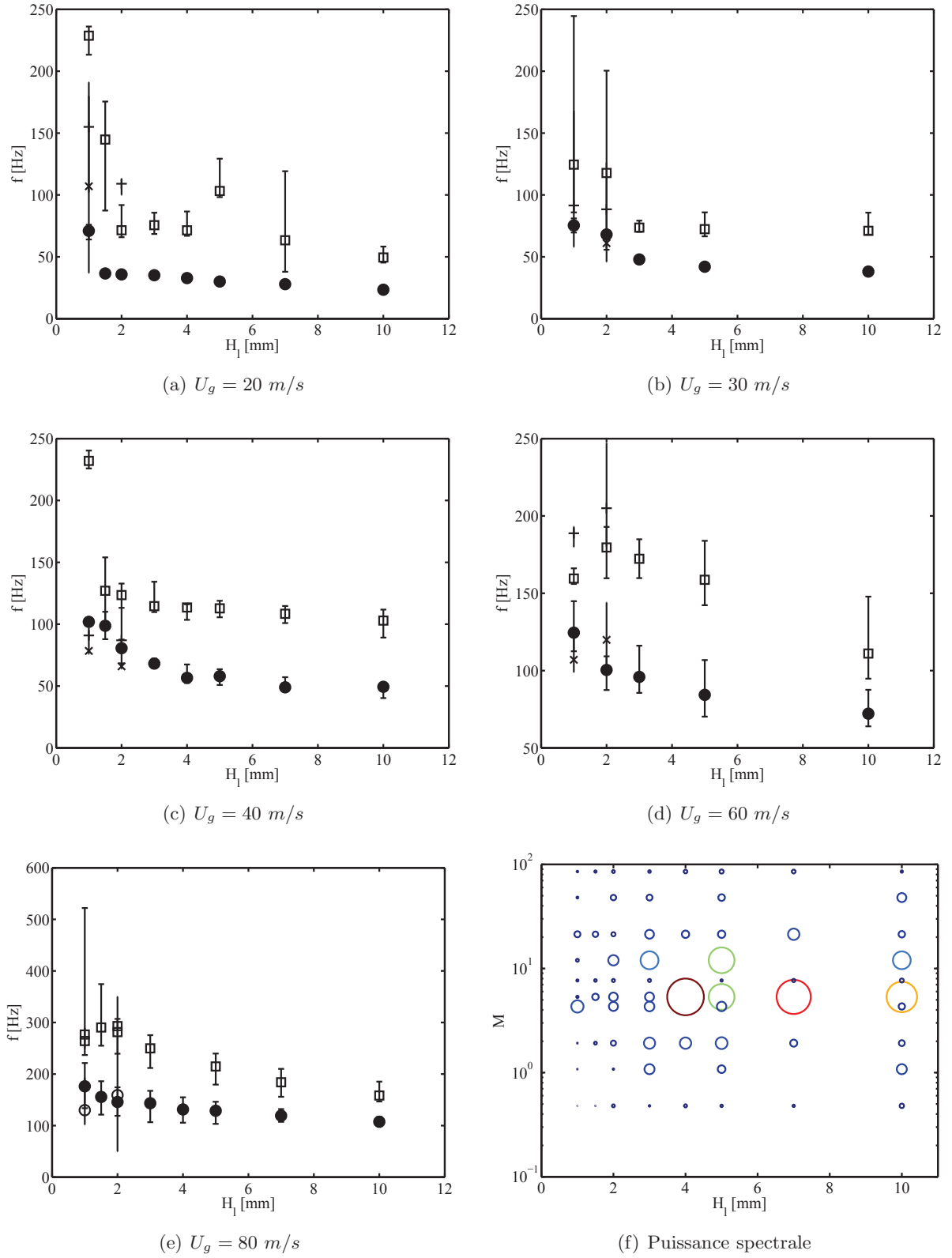


FIGURE 4.19 – Evolution de la fréquence en fonction de H_l pour $U_g = 20, 30, 40, 60$ et 80 m.s^{-1} . \square : $U_l = 1 \text{ m/s}$ et \bullet : $U_l = 0.3 \text{ m/s}$ Le graphique en bas à droite représente la puissance spectrale en fonction de M et H_l

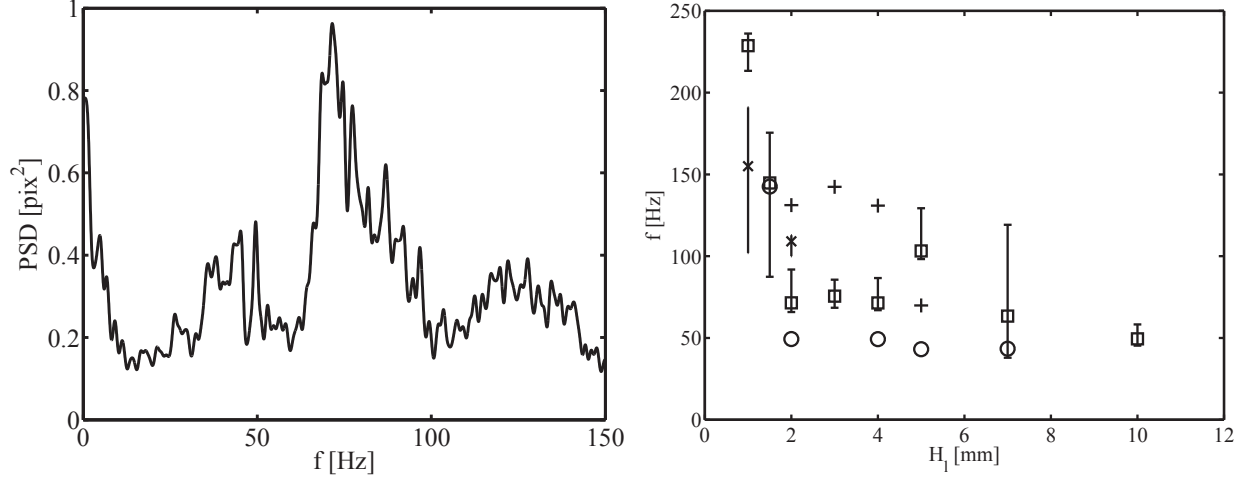


FIGURE 4.20 – f_{mes} en fonction de H_l pour plusieurs pics de fréquence dans le spectre pour $U_g = 20 \text{ m/s}$ et $U_l = 1 \text{ m/s}$. \square : PSD $N^\circ 1$, \circ : PSD $N^\circ 2$, $+$: PSD $N^\circ 3$, \times : $U_l = 1.5 \text{ m/s}$. A gauche un exemple de spectre pour $U_g = 20 \text{ m/s}$ et $H_l = 4 \text{ mm}$.

4.3.3 Cas de $H_l < \text{transition}$

Dans cette section nous allons tenter de capturer les différents modes qui se chevauchent en étudiant plus précisément le cas à $U_g = 20 \text{ m/s}$ et $U_l = 1 \text{ m/s}$. Ce point de fonctionnement est celui qui fait le mieux ressortir les différents modes, sûrement à cause de son taux de croissance faible et un M le plus faible qui le place *a priori* dans un mode plutôt convectif. La figure 4.20 de gauche est un exemple de spectre à $H_l = 4 \text{ mm}$ réalisé avec un fort découpage et fenêtrage.

Le spectre est très bruité mais plusieurs centres de bosses sont associables à trois mesures de fréquence bien distinctes : une à 45 Hz une autre à 75 Hz et une dernière à 125 Hz . Chacune de ces fréquences est mesurée avec une incertitude liée à la largeur de bosse. La figure 4.20 de droite reprend les mesures f_{mes} de la section précédente en insérant les pics de puissance spectrale inférieur au pic principal. Au dessus de $H_l = 4 \text{ mm}$, les différentes bosses fusionnent pour donner un seul et même ensemble de grande largeur dans le spectre de fréquence. En dessous de $H_l = 4$ et jusqu'à 2 mm les différents pics sont bien lisibles et distincts et suivent chacun leur évolution en fonction de H_l . En dessous de $H_l = 2 \text{ mm}$ les fréquences augmentent pour chacun des pics et certains modes disparaissent.

Les mesures avec les plus petites épaisseurs sont extrêmement bruitées et il est difficile de faire ressortir un pic principal. La présence de plusieurs modes très proches en fréquence, comme pour $H_l > 4 \text{ mm}$, est peut être l'origine de ce bruit. Pour tenter de mieux comprendre l'agencement des modes dans le spectre de fréquences, nous réalisons une série de mesures sur la même épaisseur, en faisant varier très légèrement U_g autour de $U_g = 20 \text{ m/s}$. Ces faibles variations permettent de voir comment les modes se détachent.

La figure 4.21(a) illustre comment les spectres changent d'aspect lorsque U_g varie progressivement entre 18 m/s et 20 m/s . Les spectres sont normalisés par leur plus forte valeur. La figure 4.21(b) montre les fréquences de tous les pics des spectres de la figure 4.21(a) en fonction de U_g pour des vitesses comprises entre 15 m/s et 23 m/s .

En dessous de $U_g = 19 \text{ m/s}$ plusieurs pics sont visibles et un mode plus large se développe autour de 150 Hz . Un amalgame des différents modes présents s'effectue rapidement au delà de $U_g = 19 \text{ m/s}$ et l'ensemble résultant forme une bosse large représentative de l'incertitude de mesure à faible H_l . Sur la figure 4.21(b), la plus forte puissance spectrale passe par la ligne continue. Cette ligne montre clairement le passage par plusieurs modes qui évoluent indépendamment jusqu'à leur rapprochement. Dans le cas précis que nous étudions, ce rapprochement est brutal au niveau exact du point de mesure à $U_g = 20 \text{ m/s}$.

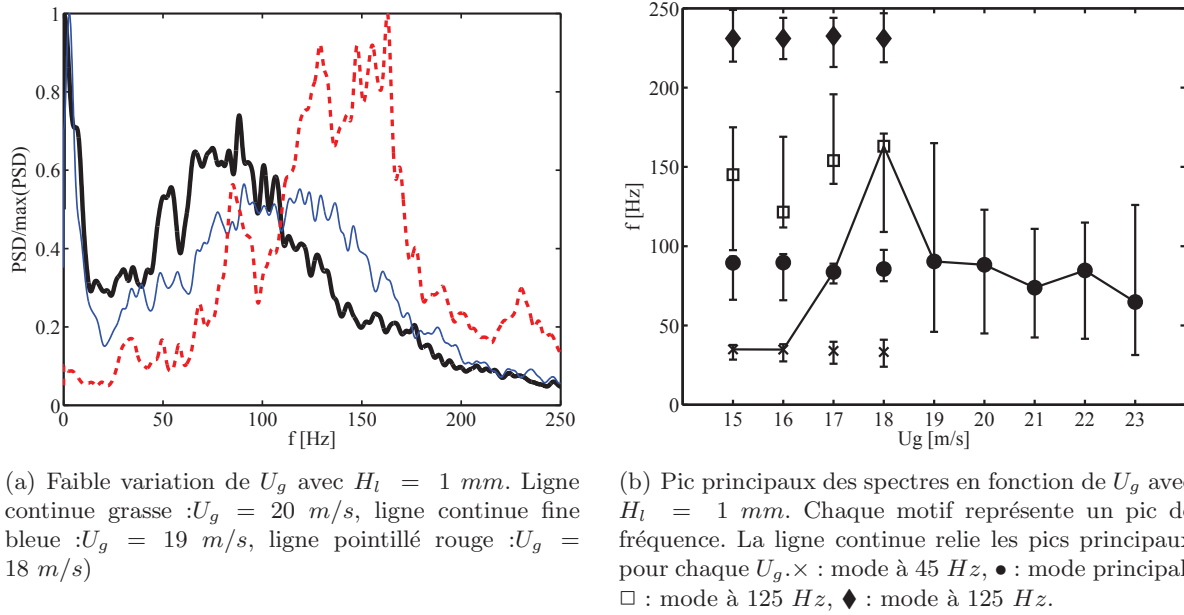


FIGURE 4.21 – Illustration du changement de mode à faible H_l autour d'un point de fonctionnement à $U_g = 20 \text{ m/s}$ pour $H_l = 1 \text{ mm}$

Cette étude plus précise d'un point de fonctionnement particulier montre qu'une grande barre d'incertitude peut cacher des mécanismes plus complexes.

4.3.4 Comparaison au modèle inviscide

Nous reprenons les résultats théoriques fournis par l'analyse de stabilité inviscide, qui permet de capturer les fréquences expérimentales dans le cas $H_l = 1 \text{ mm}$. Comme au chapitre précédent, ce modèle prend en compte la gravité et la tension de surface. L'équation de dispersion est résolue spatialement. Le profil de vitesse prend en compte un déficit complet au niveau de la jonction des phases et l'épaisseur liquide H_l est prise en considération par l'ajout d'une condition de parois à $z = -H_l$. Ce paramètre H_l apparaît dans le modèle comme une distance en dessous de l'interface à laquelle la perturbation de vitesse normale à l'interface est nulle.

La figure 4.22(a) montre l'évolution de la fréquence théorique f_{theo} en fonction de H_l pour $U_l = 0.3 \text{ m.s}^{-1}$. Chaque vitesse gaz est représentée par un motif différent. Pour une meilleure lisibilité, nous traçons l'axe des abscisses avec une échelle logarithmique.

Pour tous les U_g , les valeurs théoriques diminuent lorsque H_l décroît. Cette décroissance s'accroît quand H_l devient petit. La décroissance est bien plus importante pour les fortes valeurs de U_g où le rapport entre $f_{theo}(H_l = 10)/f_{theo}(H_l = 1)$ est de 4,4 contre 2,5 pour le plus faible U_g . Selon ce modèle, les fréquences tendent toutes vers la même valeur, indépendamment de U_g , lorsque H_l devient petit. Pour les points de mesures présentés, l'algorithme de résolution n'a pas présenté de problème, ce qui inciterait à croire que nous avons bien suivi le même mode, quel que soit H_l .

Les mesures de fréquence de la section précédente donnent une tendance différente en fonction de H_l , f_{mes} augmente avec H_l . La figure 4.22(b) donne le rapport f_{theo}/f_{mes} dans les mêmes conditions que la figure de droite. Pour $H_l = 10 \text{ mm}$, nous retrouvons le bon accord obtenu au chapitre 3, puisque f_{theo}/f_{mes} est proche de 1 dans tous les cas. En dessous de $H_l = 5 \text{ mm}$, les écarts deviennent très importants, jusqu'à 8, indépendamment de U_g puisque les tendances théoriques et mesurées sont opposées.

Les figures 4.22(c) et 4.22(d) incitent aux mêmes conclusions pour $U_l = 1 \text{ m/s}$, bien que les rapports f_{theo}/f_{mes} soient moins bien ordonnés suivant U_g . Les valeurs à $H_l = 10 \text{ mm}$ correspondent aux valeurs du chapitre 3.4 obtenues avec le même modèle, mais sans la condition de paroi.

Ces rapports sont tout de même inférieurs au cas précédent puisqu'ils atteignent au maximum à 3,5.

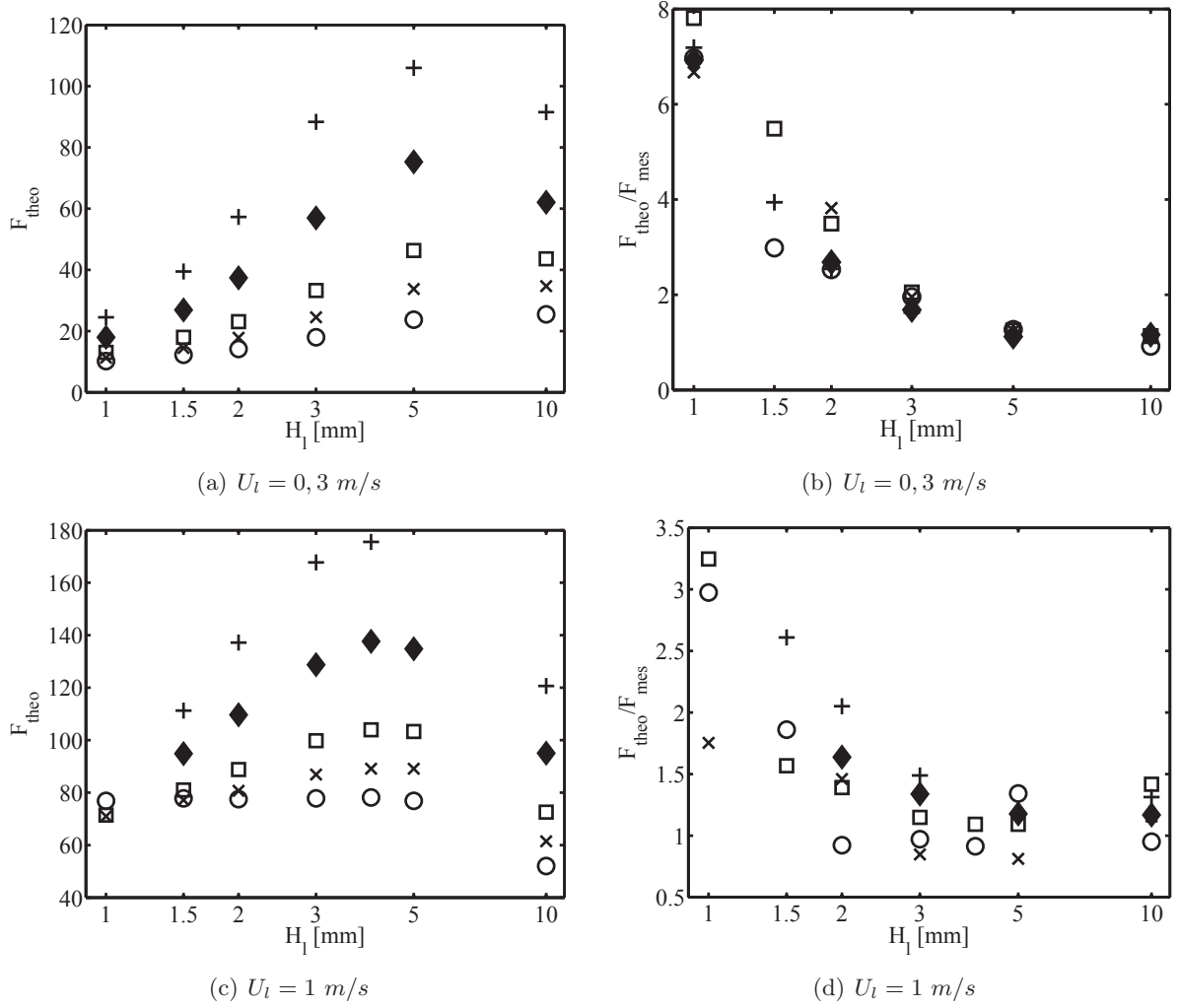


FIGURE 4.22 – f_{theo} issu de l'analyse de stabilité inviscide avec déficit de vitesse à gauche et rapport f_{theo}/f_{mes} à droite en fonction de H_l pour $U_l = 0,3$ et 1 m.s^{-1} . $\circ : U_g = 20$, $\times : U_g = 30$, $\square : U_g = 40$, $\diamond : U_g = 60$, $+$: $U_g = 80$

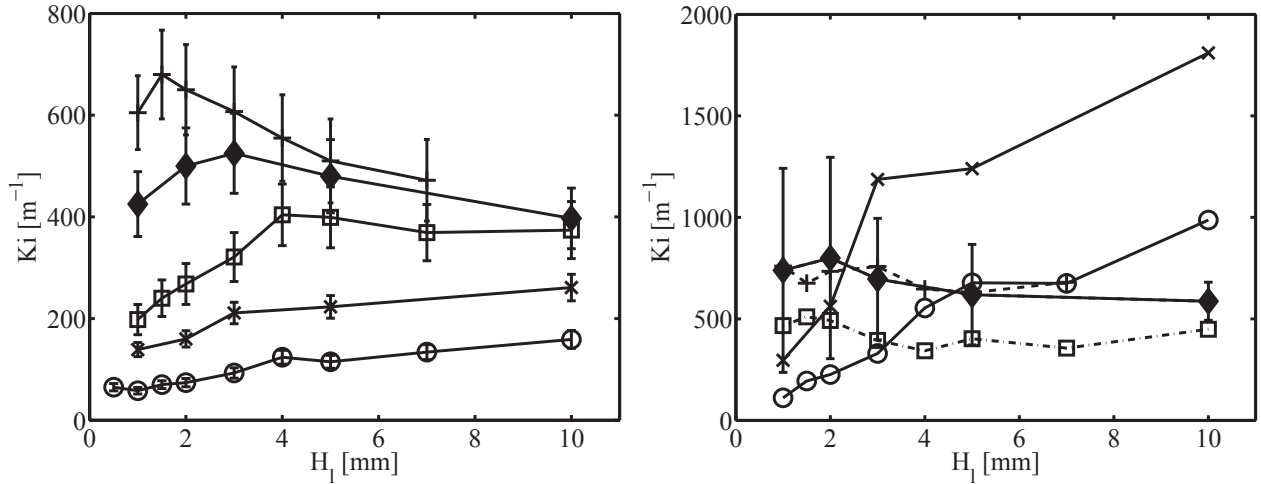


FIGURE 4.23 – Taux de croissance Ki mesuré en fonction de H_l pour $U_l = 1 \text{ m/s}$ à gauche et pour $U_l = 0,3 \text{ m/s}$ à droite. $\circ : U_g = 20 \text{ m/s}$, $\times : U_g = 30 \text{ m/s}$, $\square : U_g = 40 \text{ m/s}$, $\blacklozenge : U_g = 60 \text{ m/s}$, $+: U_g = 80 \text{ m/s}$

L'ensemble des résultats sont moins ordonnées probablement parce que les mesures sont dans une zone convective.

Ces comparaisons nous montrent que le modèle inviscide devient inopérant lorsque H_l descend en dessous de 5 mm . Un des aspects à améliorer concerne le profil des vitesses inhérent au côté liquide. Nous utilisons, pour déterminer l'épaisseur de vorticité liquide, la même formulation que pour δ_g . Par exemple, pour $U_l = 0.3 \text{ m/s}$ et $H_l = 1 \text{ mm}$, nous avons $\delta_l = 0,34 \text{ mm}$ soit un tiers de l'épaisseur liquide. Les mesures PIV réalisées dans la section 2.4 montrent des valeurs de δ_l plus grandes que les valeurs théoriques attendues. Nous pouvons donc supposer que le profil de vitesse liquide tend vers un profil de Poiseuille lorsque H_l devient petit.

4.3.5 Taux de croissance

Les mesures de taux de croissance présentent toujours la même difficulté. Dans le cas de $U_l = 0,3 \text{ m/s}$ les barres d'erreur sont extrêmement importantes et correspondent seulement à la répétabilité de mesure sur un même profil d'enveloppe de vague $E(x)$. La largeur de cette répétabilité est souvent de l'ordre de grandeur de la mesure. Nous sommes toujours confrontés au problème de localisation de la croissance exponentielle. L'incertitude globale sur les mesures de taux de croissance est supérieure aux barres d'erreur affichées. Cependant pour les $U_g < 30 \text{ m/s}$ et $U_l = 1 \text{ m/s}$ la qualité des mesures reste acceptable. Les figures 4.23 donnent le taux de croissance ki en fonction de H_l en série de U_g pour $U_l = 1 \text{ m/s}$ à gauche et $U_l = 0,3 \text{ m/s}$ à droite. Sur cette dernière, les barres d'erreur ont été retirées pour augmenter la lisibilité du graphique. Seule la barre d'erreur de la série à $U_g = 60 \text{ m/s}$ est conservée pour illustrer la mauvaise qualité des mesures.

Les mesures pour $U_l = 1 \text{ m/s}$ présentent un agencement cohérent. Pour chaque H_l , nous avons une croissance de ki qui suit la vitesse gaz U_g . Le comportement suivant H_l est très proche pour chacun des U_g observés. Comme pour les fréquences, nous avons tout d'abord un palier qui semble se rompre autour des $H_l = 5 \text{ mm}$. En dessous de ce seuil, le taux de croissance diminue linéairement avec H_l . Cette rupture n'est pas identique à chaque U_g et elle se fait plus tardivement lorsque U_g augmente. Cette décroissance rejoint les constats faits sur la fréquence de l'instabilité. Plus le film devient fin et plus il devient difficile à déstabiliser.

Le cas de $U_l = 0.3 \text{ m/s}$, figure 4.23 à droite, est plus complexe à analyser puisqu'aucun agencement cohérent n'apparaît avec les séries U_g . D'un point de vue global, l'ensemble de ki    $U_l = 0,3 \text{ m/s}$ est supérieur aux valeurs à $U_l = 1 \text{ m/s}$. Les deux premières séries à $U_g = 20$ et 30 m/s décroissent

avec H_l . Nous retombons sur le même comportement mais avec un palier beaucoup moins marqué. Pour les autres séries à $U_g > 30 \text{ m/s}$ le taux de croissance reste stable indépendamment de H_l . Au regard des barres d'erreurs, les valeurs de ki pour ces trois dernières séries peuvent être considérées comme identiques. Pour ces cas là, nous pouvons considérer que ki est tellement important que sa mesure n'est pas réalisable. L'atomisation de la crête de vague intervient beaucoup trop rapidement et nous visualisons sur les profils $A(x)$ uniquement la zone 2. Ce très fort taux de croissance peut être assimilé au comportement d'un système entré en résonance. Il peut s'agir d'un mode absolu. Nous avons cherché à comparer les taux de croissance théoriques avec les précédentes mesures. Comme nous l'avons vu au chapitre 3 le taux de croissance prédit par le modèle inviscide est clairement inférieur à la réalité et cela même pour de petits U_g . Ce constat est toujours valide dans le cas des faibles H_l et surtout des grands U_g .

4.3.6 Validité du modèle inviscide à faible H_l

Le modèle inviscide montre clairement ses limites lorsque H_l devient plus petit que 4 mm . Nous avons vu que les prédictions en fréquence et en taux de croissance divergent complètement des mesures réalisées. Plusieurs hypothèses expliquent ces écarts et sont autant de pistes de recherche :

- Le profil de vitesse liquide, malgré les mesures PIV décrites au chapitre 2.4, n'est pas correctement connu. Nous ne connaissons pour cette phase que la vitesse débitante du liquide mesurée au rotamètre. Pour les gros H_l , l'écart entre vitesse débitante et U_l est négligeable, mais cet écart devient beaucoup plus grand lorsque H_l devient petit. Lorsque les couches de vorticité supérieures et inférieures du canal se rejoignent, le profil général peut changer complètement. Nous pouvons obtenir un profil de vitesse de type Poiseuille, non pris en compte dans l'analyse de stabilité, qui peut impacter la stabilité du liquide.
- Un autre aspect du profil de vitesse concerne le déficit. Nous savons que le déficit favorise les modes absolus et que sa prise en compte donne de meilleurs résultats dans l'analyse de stabilité linéaire inviscide. La distance de résorption du déficit dépend de la partie liquide de l'écoulement. Lorsque H_l diminue cette distance pourrait augmenter sous l'action de la paroi inférieure rendant l'effet du déficit plus important sur la stabilité.
- Nous savons que les points de fonctionnement que nous utilisons sont à cheval entre un mode convectif et un mode absolu. Or les études de Juniper 2008 [69] et Healey 2007 [56], portant sur un écoulement similaire au nôtre, montrent comment le confinement peut induire une instabilité absolue. Il est possible que lorsque H_l réduit le changement de fréquence soit piloté par le confinement via une instabilité absolue.

Seule une amélioration du modèle théorique incluant viscosité, résolution spatio-temporelle et surtout confinement nous permettrait de mieux comprendre l'évolution des fréquences mesurées et le changement d'aspect des spectres lorsque H_l devient petit.

4.4 Retour sur les différents jeux de mesures sur l'injecteur plan

Nous avons vu dans la section bibliographique 3.1.1 du chapitre précédent qu'au sein des différents jeux de fréquences d'instabilité de cisaillement disponibles pour la même configuration géométrique les fréquences mesurées diff  rent significativement. Dans cette section, nous cherchons une explication à ces différences de mesures en réalisant de nouveaux jeux de données spécifiques. Nous reprenons tout d'abord la série de référence à $M = 16$ qui montre que ces écarts sont liés à un paramètre non pris en compte dans les expérimentations. Une deuxième série de mesure reprenant les points de fonctionnement de la série **A** confirme ces écarts.

4.4.1 Série de comparaison à $M = 16$ sur configuration $N^\circ 2$: Série D

Nous reprenons la série de référence de Ben Rayana 2007    $M = 16$ constant pour un U_g variant sur une plus grande gamme. Les points de fonctionnement de cette série correspondent aux motifs

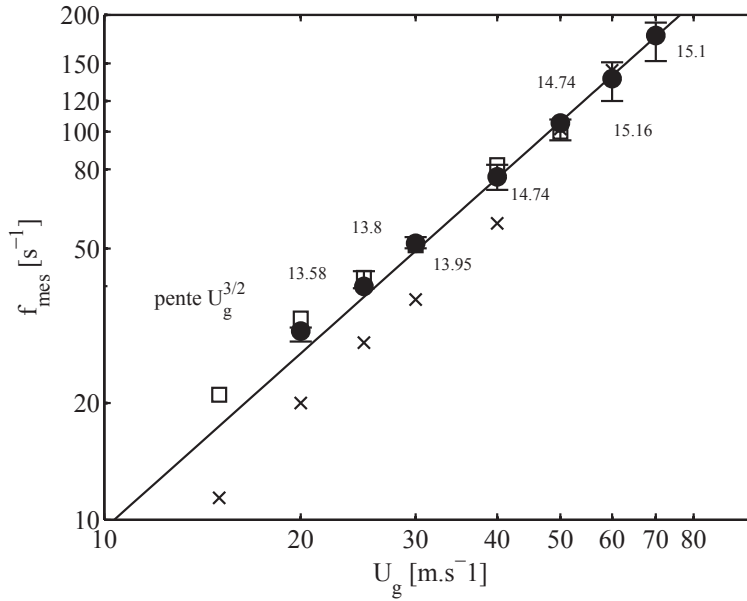


FIGURE 4.24 – Comparaison des f_{mes} en fonction de U_g pour M constant et égal à 16 sur les deux premières configurations expérimentales. \square : Ben Rayana 2007 $H_l = 10 \text{ mm}$ série de référence sur $N^\circ 1$; \times : $H_l = 10 \text{ mm}$ configuration $N^\circ 1$; \bullet : $H_l = 7,5 \text{ mm}$ sur configuration $N^\circ 2$.

• de la figure 4.18. Les valeurs de Ben Rayana sont reproduites figure 4.24 avec le motif \square pour un $H_l = 10 \text{ mm}$. Cet auteur utilise la configuration expérimentale initiale $N^\circ 1$. Le motif \times réalisé sur la configuration expérimentale $N^\circ 1$ avec un H_l identique donne un rapport entre les mesures compris entre 0,5 et 1 avec une moyenne de 0,7. La même configuration peut donc générer deux jeux de données différents bien que les tendances par rapport à U_g semblent proches. Cette nouvelle mesure est proche des données de Raynal 1997.

Pour chercher une origine géométrique du problème nous réalisons les mêmes mesures sur la configuration expérimentale $N^\circ 2$, motif \bullet . Pour ces points \bullet , H_l est inférieur à la valeur de référence de 10 mm mais reste supérieur à 4 mm où les effets de H_l commencent à être non négligeables.

Les séries \square et \bullet sont parfaitement alignées entre elles et sur la ligne de tendance en $U_g^{3/2}$. Les écarts relatifs entre ces données sont négligeables et les barres d'erreur permettent de discriminer une éventuelle erreur de mesure. Nous retombons donc sur les données de Ben Rayana 2007 bien que la configuration expérimentale soit différente. Cette expérience montre clairement que la modification d'un paramètre de l'injecteur permet de passer d'un jeu de mesure à l'autre avec un écart sur les fréquences pouvant atteindre 50 %. Ce paramètre n'est pas une dimension géométrique macroscopique puisque nous avons constaté la différence de données avec Ben Rayana sur le même injecteur pour les mêmes U_g , U_l , H_g , H_l , δ_g .

4.4.2 Retour sur l'expérience à faible M en configuration $N^\circ 2$: Série E

Nous cherchons une confirmation plus élargie de cette transition de jeux de fréquence. La série initiale **A** dont la comparaison avec le modèle inviscide donne des résultats corrects semble être une bonne référence. La série **A** est donc reproduite sur la configuration $N^\circ 2$. Nous appelons cette nouvelle série **E**. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, cette configuration est très proche de la configuration $N^\circ 1$. La figure 4.25 montre pour $U_l = 0,26 \text{ m/s}$ les fréquences mesurées : motif $\times \rightarrow$ série **A** conf $N^\circ 1$ et motif $\circ \rightarrow$ série **E** conf $N^\circ 2$. A droite le tableau récapitule les rapports $f_{\text{conf}N^\circ 1}/f_{\text{conf}N^\circ 2}$ pour toutes les vitesses liquides.

Sur la figure de droite nous voyons des tendances très proches et seul le préfacteur semble différent. Dans le tableau, les rapports entre les mesures sont globalement constants. La moyenne des rapports, tous points confondus, est de 65 % avec une variation de 10 % si nous excluons les points à fort

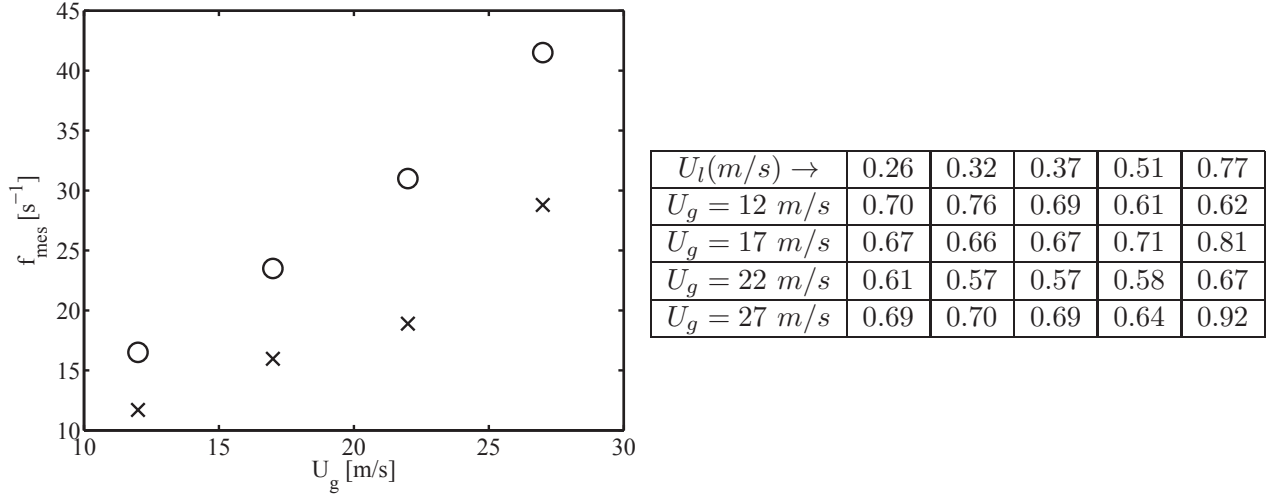


FIGURE 4.25 – f_{mes} en fonction de U_g à $U_l = 0,26 \text{ m/s}$ dans la configuration $N^\circ 1$ (motif \times , série **A**) et dans la configuration $N^\circ 2$ (motif \circ , série **E**). A droite tableau récapitulatif des rapports de fréquence entre les séries **A** et **E**. $H_l = 10 \text{ mm}$ dans les deux cas.

U_l où les mesures sont plus bruitées. Ces mesures sont parfaitement répétables. Nous retombons sur le constat de la section précédente 4.4.1, à savoir que nous avons la possibilité de retomber sur des mesures proches de celle de Raynal 1997 ou de celle de Ben Rayana 2007 suivant la configuration du banc utilisée.

En reprenant les expériences de qualification du banc expérimental du chapitre 2, nous trouvons que le seul paramètre qui différencie les deux configurations expérimentales est le taux de turbulence en milieu de veine gazeuse. La configuration $N^\circ 1$ (série **A**, motif \times) donne des fréquences basses pour un taux de turbulence de 7% en milieu de veine alors que la configuration $N^\circ 2$ (série **E**, motif \circ) donne des fréquences plus hautes pour un taux de turbulence de 1,5%. Le profil moyen des vitesses est quasiment identique entre les deux configurations, en particulier l'épaisseur δ_g est inchangée, comme nous l'avons vérifié à la section 2.3.

Le paramètre qui semble fonctionner pour discriminer les deux jeux de mesures est le taux de turbulence en milieu de veine gazeuse. Une expérience spécifique est mise en place pour contrôler l'exactitude de ce constat.

4.4.3 Forçage du taux de turbulence

Nous présentons ici les résultats du stage de Mohamed Dem, étudiant en deuxième année de licence de physique de l'Université Joseph Fourier, encadré par Jean-Philippe Matas en juin-juillet 2014. Le forçage du taux de turbulence doit se faire sans changement de l'épaisseur de vorticité δ_g et pour un U_g constant. Une méthode simple consiste à remplacer le poreux en bronze par un obstacle solide de hauteur variable $H_{obstacle}$. Après vérifications au fil chaud du profil de vitesse généré par l'ajout de ces obstacles, nous obtenons les résultats exposés figure 4.26. Ces vérifications montrent que les variations de δ_g restent en dessous des capacités de mesure au fil chaud soit 15 % d'incertitude, comme mentionné en annexe A.

Au premier abord, la figure 4.26 de gauche montre une évolution de la fréquence plutôt non linéaire en fonction de la hauteur d'obstacle. Des écarts relatifs de 50% maximum sont constatés alors que le point de fonctionnement ne change pas, ainsi que le profil de vitesse moyenne. Le changement de configuration dans la veine gazeuse est le seul élément variant. Nous traçons ces mêmes résultats en fonction de la turbulence en milieu de veine, figure de droite 4.26. Cette turbulence est calculée comme le rapport entre l'écart type de la vitesse au cours du temps et la vitesse moyenne. Tous les points s'alignent parfaitement sur une droite affine ($f_{mes} = 2,51(u'/U_g) + 23$). Seul le point à plus fort taux

de turbulence reste en dehors de cette tendance. Ce point pourrait être la limite d'un changement de mode brutal ou d'un problème dans l'écoulement dû à la forte perte de charge générée par l'obstacle de 90 mm de hauteur.

Cette expérience confirme qu'il est possible de passer d'un jeu de fréquence à un autre par le biais du taux de turbulence. Suite à ce constat, une expérience de contrôle de l'instabilité par forçage de la fréquence est mise en place. Dans le canal gaz de la configuration N°3, nous retirons le poreux et nous introduisons dans le convergent une petite entrée d'air comprimé de 5 mm de diamètre. Cet air comprimé est pulsé par une servovanne électropneumatique. Le principe du forçage est simple : un signal sinusoïdal est injecté dans la servovanne dont l'amplitude est commandée par une consigne. Les relevés au fil chaud montrent que la turbulence u'/U_g en milieu de veine augmente linéairement avec la tension consigne. Le débit injecté est négligeable devant le débit dans la veine gazeuse. La figure 4.27 montre les résultats de cette expérience.

Nous constatons la même tendance linéaire pour une turbulence comprise entre 2 et 9%. La pente de la tendance est tout de même différente entre les deux expérimentations, ce qui montre que le mécanisme de forçage reste complexe à appréhender et que sa modélisation sous forme de stabilité linéaire doit faire intervenir l'ensemble du profil de taux de turbulence. Néanmoins ces deux expériences valident l'hypothèse d'une influence du taux de turbulence sur la fréquence.

4.5 Conclusions sur l'analyse spatio-temporelle

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'instabilité de cisaillement avec une nouvelle approche. En comparant nos spectres expérimentaux avec les simulations numériques directes de l'Institut d'Alembert et avec la résolution spatio-temporelle visqueuse suggérée par Otto et al 2013 [104], nous mettons en évidence l'existence d'une transition convectif/absolu. Dans les expériences réalisées l'instabilité absolue est privilégiée aux forts M . Les simulations sont limitées par le rapport de densité entre les phases. Il est difficile, et coûteux, de simuler le cas eau/air. La valeur de M pour la transition du mode convectif au mode absolu ne peut donc pas être comparée quantitativement à celle mesurée sur les simulations. En revanche, l'analyse de stabilité spatio-temporelle donne un bon accord en fréquence dans le domaine absolu.

Dans la 2^{nde} partie de ce chapitre nous avons étudié expérimentalement l'influence du confinement sur l'instabilité. La diminution de H_l conduit à une augmentation de la fréquence de l'écoulement. L'influence de H_l sur la fréquence de l'instabilité de cisaillement devient réellement importante lorsque

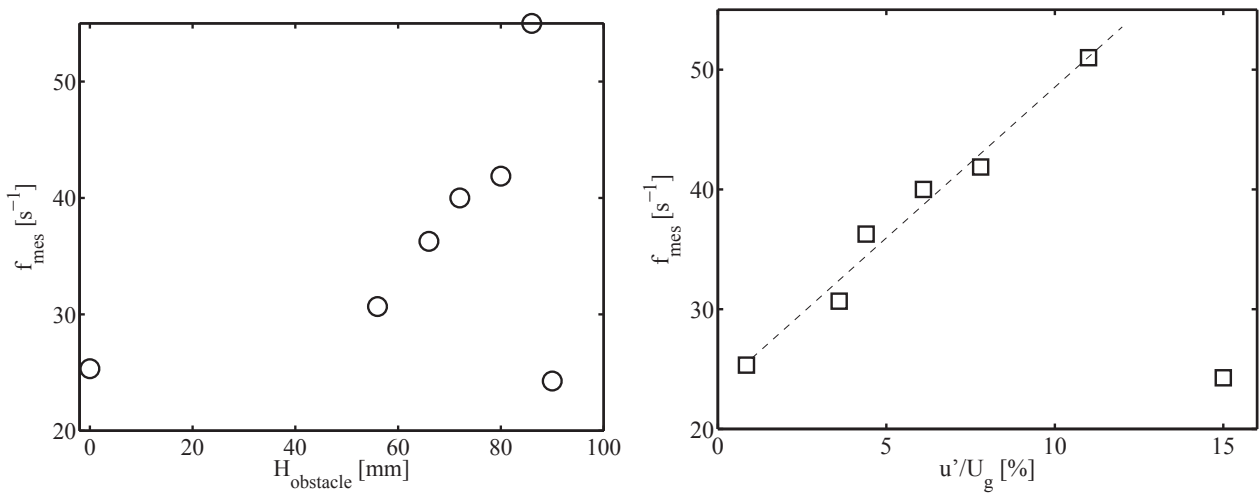


FIGURE 4.26 – Fréquence f_{mes} mesurée en fonction de la hauteur d'obstacle $H_{obstacle}$ à gauche et du taux de turbulence u'/U_g à droite. La ligne discontinue est une régression linéaire excluant le dernier point ($f_{mes} = 2,51(u'/U_g) + 23$). $U_g = 27$ m/s et $U_l = 0.27$ m/s sur la configuration N°3.

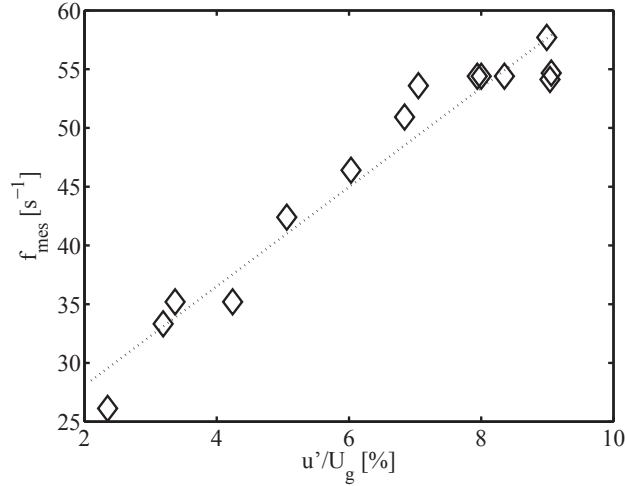


FIGURE 4.27 – Fréquence f_{mes} mesurée en fonction du taux de turbulence u'/U_g en milieu de veine sous l'action d'air pulsé. La ligne discontinue est une régression linéaire ($f_{mes} = 4,22(u'/U_g) + 19,5$). $U_g = 27 \text{ m/s}$ et $U_l = 0,27 \text{ m/s}$ sur la configuration N°3.

$H_l < 4 \text{ mm}$. Passé cette limite le modèle inviscide utilisé au chapitre précédent montre clairement ses limites. Les prédictions en fréquence et en taux de croissance divergent complètement des mesures réalisées. Plusieurs hypothèses permettent d'expliquer ces écarts. Tout d'abord nous avons une méconnaissance du profil de vitesse liquide pour ces épaisseurs. Dans le modèle inviscide, les résultats en fréquence peuvent beaucoup varier en fonction du profil de vitesse utilisé. La présence de la paroi solide de la semelle doit nécessairement faire évoluer ce profil. Cependant au regard des divergences importantes, l'hypothèse la plus probable est la présence d'une résonance liée au confinement. Dans notre injecteur, les limites sont bien physiques avec l'arrêt du couteau et les parois supérieures et inférieures des convergents liquides et gaz. Lorsque la paroi liquide devient proche de l'interface eau/gaz à faible H_l et suivant le point de fonctionnement, des modes absolus doivent nécessairement apparaître ainsi que suggéré par Healey 2007 [56] et Juniper 2008 [69].

Le dernier aspect de ce chapitre concerne la prise en compte du taux de turbulence gaz dans les mesures de fréquence avec $H_l = 10 \text{ mm}$. En forçant la turbulence en milieu de veine gazeuse, tout en conservant la même épaisseur de vorticité δ_g et le même profil de vitesse $U_g(z)$, nous arrivons à faire varier linéairement la fréquence dans des proportions significatives (environ d'un facteur 2). Pourquoi le taux de turbulence aurait-il un impact sur l'instabilité de cisaillement ? Ce taux de turbulence peut affecter le développement spatial du profil de vitesse. Par exemple, le déficit de vitesse peut être plus long à résorber dans le cas de forte turbulence, où l'épaisseur de vorticité peut augmenter plus ou moins vite. Ces changements spatiaux pourraient piloter le déclenchement de l'instabilité absolue. Ces variations spatiales du profil des vitesses montrent la nécessité de créer un modèle qui fait la différence entre mode global et local.

Cette instabilité de cisaillement n'est que le premier mécanisme à l'origine de la création de goutte. Nous allons voir dans les chapitres suivants comment mieux décrire les mécanismes ultérieurs intervenant dans la génération du spray.

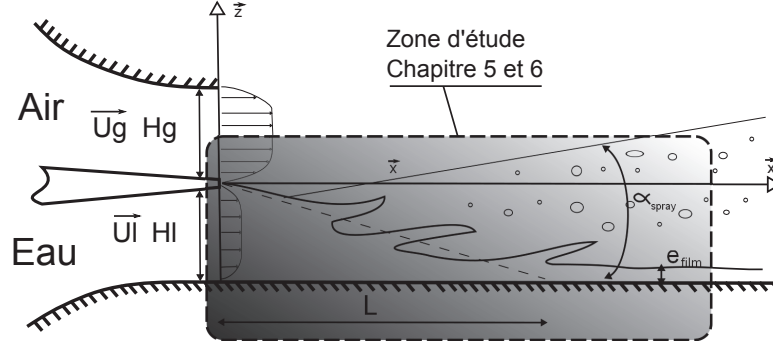


FIGURE 5.1 – Illustration de la zone d'étude du chapitre 5

Chapitre 5

Devenir des vagues de l'instabilité axiale : comparaison entre mesures et simulations numériques

Des avancées techniques majeures dans le domaine des simulations numériques permettent désormais de simuler des écoulements diphasiques avec des problèmes d'instabilités de calcul limitées. Avec des modèles en deux dimensions, les temps physiques accessibles aux simulations deviennent assez longs pour mesurer des caractéristiques de l'instabilité de cisaillement, notamment l'évolution de l'amplitude des vagues, ou pour réaliser des statistiques sur les trajectoires de gouttes.

Dans le cadre de l'ANR **A**tomisation **A**ssistée **V**irtuelle [29], nous cherchons à comparer quantitativement plusieurs méthodes de simulation numérique avec des mesures de notre écoulement. Les simulations menées à l'Institut Jean Le Rond d'Alembert avec Gerris mettent en avant deux mécanismes expliquant la croissance "algébrique" des vagues et les forts angles d'éjection de gouttes. Nous mesurons donc ces deux paramètres, notamment l'angle d'éjection des gouttes α_{spray} avec une nouvelle méthode, pour confirmer ces mécanismes. La zone d'étude est celle illustrée sur la figure 5.1.

Une partie des résultats expérimentaux de cette section ont fait l'objet d'une publication conjointe dans *Physics of Fluids*, John Soundar Jerome et al 2013 [66].

5.1 Modèle autosimilaire et comparaison aux expérimentations

Dans cette section nous nous intéressons au mécanisme expliquant la croissance linéaire des vagues. Après une présentation des simulations utilisées dans ce chapitre ainsi que du modèle phénoménologique de Hoepffner et al. 2011 [57], nous utilisons nos résultats et ceux de Ben Rayana 2007 pour valider ce modèle.

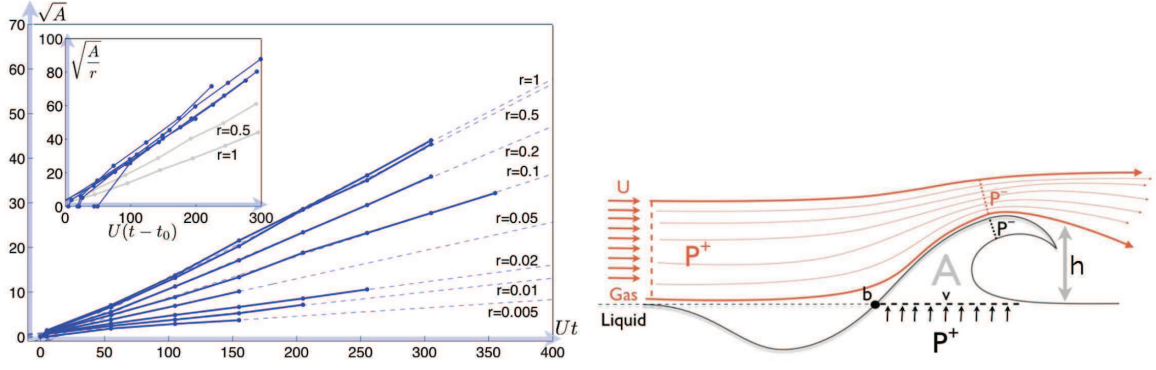


FIGURE 5.2 – Hauteur de vague \sqrt{A} mesurée sur les simulations à gauche et schéma représentatif du modèle phénoménologique à droite d'après Hoepffner et al. 2011 [57] (la variable L est remplacée par h)

5.1.1 Précisions sur les simulations

Les simulations menées à l'UPMC sont décrites par Hoepffner et al. 2011 [57]. L'écoulement diphasique liquide–gaz est simulé en utilisant les équations de Navier–Stokes discrétisées en volumes finis. L'interface entre fluide est suivie par une méthode de Volume Of Fluid (VOF). Le solver *GERRIS FLOW*, développé par S. Popinet [109], est utilisé avec son système de raffinement de maillage automatique. La configuration de la simulation est proche de notre configuration mais présente quelques différences. Tout d'abord elle reste en deux dimensions et elle est réalisée sur un domaine spatial suffisamment étendu pour considérer que l'écoulement a une extension infinie verticalement. Des conditions de symétrie sont imposées sur le haut et le bas du domaine ainsi que des conditions périodiques en aval et amont.

Le profil de vitesse initial des fluides est basé sur des fonctions erreurs avec $U_g \neq 0$ et $U_l = 0$ comme pour les simulations de Bagué et al. 2010 [7] [6] et Fuster et al. [47]. Le déficit de vitesse n'est donc pas effectif. Ensuite la simulation examine une réponse impulsionnelle transitoire différente du régime établi continu de nos mesures. La perturbation est induite à l'instant initial par une force appliquée vers le haut dans le liquide au centre du domaine calculé. L'amplitude de l'instabilité est telle qu'elle ne crée pas un déplacement vertical trop important sans réalité physique. La gravité et la capillarité sont négligées.

5.1.2 Modèle phénoménologique de croissance algébrique des vagues

Sur leurs simulations, Hoepffner et al. 2011 [57] relèvent l'amplitude des vagues au cours du temps et en fonction de U_g et du rapport des densités r , figure 5.2 de gauche. Pour mesurer l'amplitude h , indépendamment de la forme des vagues, leur surface A est prise en compte et $h = \sqrt{A}$. Ces mesures révèlent un rapport de proportionnalité entre \sqrt{A}/r et $U_g t$ ou t désigne le temps depuis l'introduction de la perturbation. La croissance algébrique des vagues dépend de r puisque plus le gaz est dense et plus la croissance est lente. Partant de ce constat, un modèle phénoménologique est construit en posant l'hypothèse d'autosimilarité des vagues au cours du temps. Les variables qui permettent de calculer la vorticité ω du problème sont adimensionnées par la longueur inertielle Ut (axe des abscisses figure 5.2 à gauche) puisqu'il n'y a pas d'autre échelle de longueur dans ce problème.

Lorsque la vague croît, Ut devient extrêmement grand devant δ_g . Comme la perturbation à l'origine de la vague est une impulsion de Dirac infiniment courte dans le temps, la vorticité n'est décrite que par des variables indépendantes du temps. r devient un paramètre essentiel du modèle. Devant l'écoulement gazeux, la vague se présente comme un obstacle. Il y a donc une surpression P_+ en crête de vague qui crée une aspiration de vitesse v dans la vague. Par équilibre des pressions dynamiques $P_+ - P_- \propto \rho_g U^2$ et $\propto \rho_l v^2$. Cet équilibre permet de poser que $v \propto \sqrt{\rho_g / \rho_l} U$ et donc que v est constant tout au long de l'évolution de la vague. C'est le principe de fonctionnement de l'instabilité

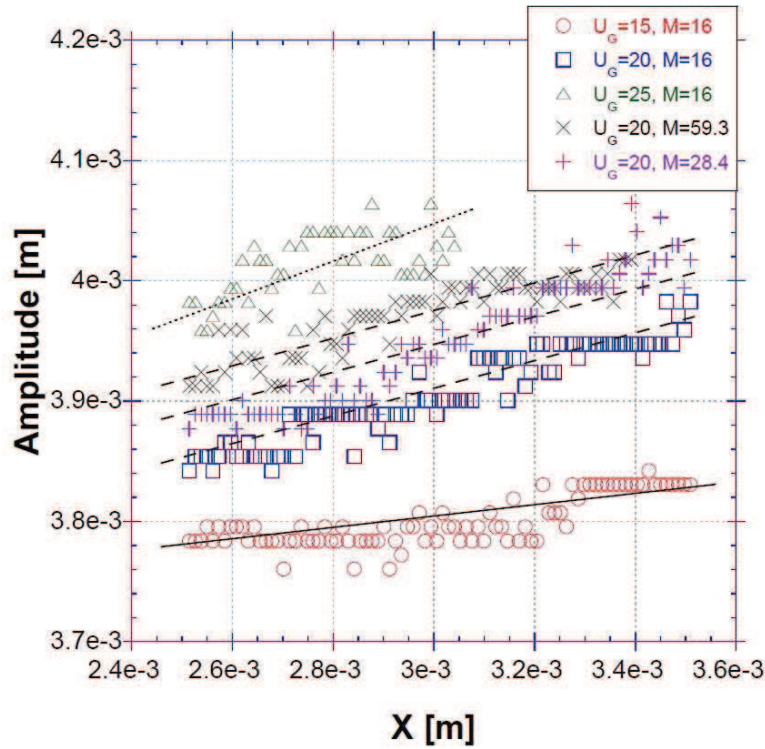


FIGURE 5.3 – Comparaison des hauteurs de vagues dans la zone 2 en fonction de la distance de l’injecteur x sur la configuration expérimentale $N^\circ 1$. $H_g = H_l = 10 \text{ mm}$, $e = 150 \mu\text{m}$, $600 < Re_g < 850$, $2.25 < We < 6.4$, $1238 < Re_l < 2475$ et $10 < M < 59$. D’après Ben Rayana 2007 [13]

de Kelvin-Helmholtz.

Il faut maintenant trouver une formulation de la hauteur des vagues. La variation de l’aire des vagues dans le temps s’écrit $\partial_t A \propto hv$. Si $A \propto h^2$ et que v est constant alors nous obtenons l’équation différentielle $\partial_t h \propto v$ pour la hauteur de vague. En intégrant ce résultat Hoepffner et al. obtiennent un modèle de croissance des vagues linéaire en t , équation 5.1

$$h \propto \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} U t \quad (5.1)$$

Ce modèle est limité si on intègre la gravité, la tension de surface et la viscosité. Comme pour les modèles d’analyse de stabilité linéaire, la viscosité et la tension de surface jouent sur les petites échelles alors que la gravité pénalise les grandes vagues en les forçant à s’atténuer. Ces limitations sont vérifiées dans le cadre de notre expérience : $Re_h > \sqrt{r}$, $We_h > 1$ et $Fr_h < (1 - r)/r$.

Ce modèle est confirmé dans les simulations sur la plage $0,005 < r < 1$.

5.1.3 Mesure des hauteurs de vagues d’après Ben Rayana 2007

Nous avons vu dans le chapitre 3 que la croissance des vagues peut se découper en trois zones distinctes. Dans chacune de ces zones la croissance suit une loi spécifique. La zone 0 est dans le sillage de la plaque, la zone 1 est la croissance exponentielle de l’instabilité et la zone 2 la croissance algébrique de pente Cl_{zone2} . La figure 5.3 montre les résultats des mesures de hauteur de vagues de Ben Rayana dans la zone 2. Les droites sont des régressions linéaires de chaque série.

Le premier constat important est que la croissance dans la zone 2 suit une évolution linéaire contrairement aux deux premières zones. La faible résolution spatiale de ces mesures ne permet cependant pas de mesurer avec précision le Cl_{zone2} . Plus la vitesse gaz est grande plus Cl_{zone2} est grand. Le nombre de vitesses gaz étudiées ne permet pas de conclure sur la dépendance entre U_g et Cl_{zone2} , bien qu’elle semble monotone. Le Cl_{zone2} obtenu, pour les différents couples de vitesse U_g/U_l ,

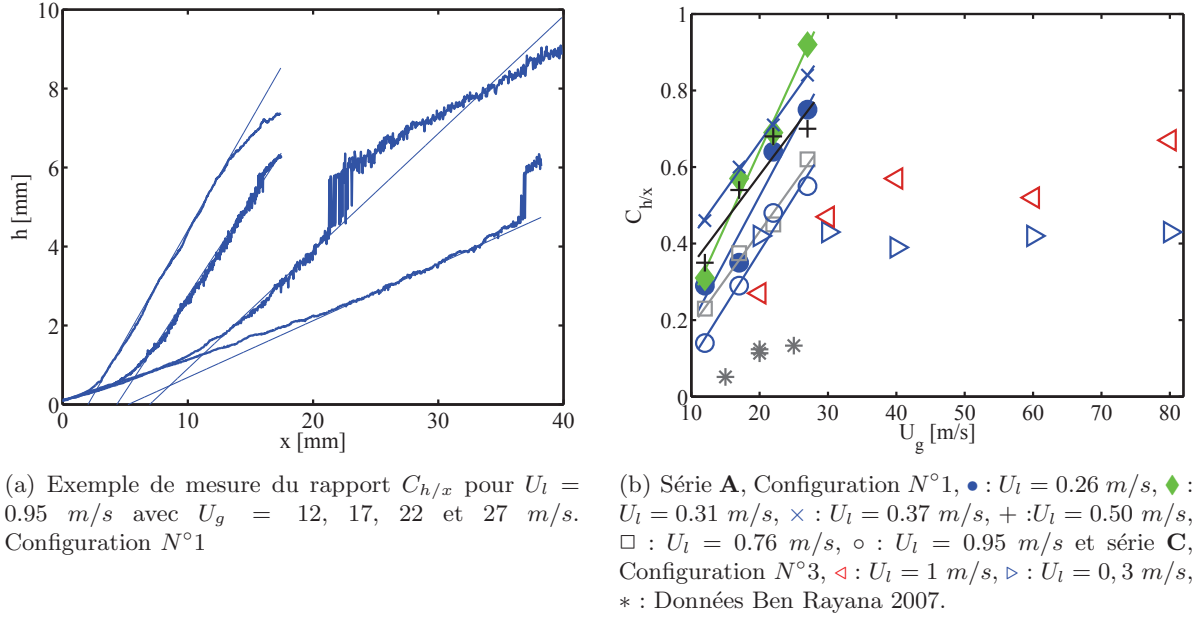


FIGURE 5.4 – Mesure de pente $C_{h/x}$ entre l'amplitude des vagues h à une distance x de l'injection en fonction de U_g et leur tendances respectives en série de U_l constant, $H_l = 10$ mm.

est de l'ordre de $0,1 \pm 0,5$. Cette valeur est inférieure au taux de croissance d'une couche de mélange monophasique (0,176). Ce constat peut être expliqué par l'épuisement de l'énergie du jet gaz suite à l'arrachement et l'entraînement des gouttes.

5.1.4 Comparaisons du modèle phénoménologique avec les amplitudes mesurées

La méthode de capture de l'interface liquide/gaz décrite en section 3.3 nous donne des profils d'amplitude $E(x)$ dans la zone 2 que nous pouvons exploiter pour valider le modèle phénoménologique. Le modèle de croissance linéaire des vagues ne prend pas en compte la frontière solide de la semelle et du convergent liquide. Nous devons donc utiliser nos mesures pour lesquelles l'épaisseur de liquide est maximale soit les séries **A** et **C** pour $H_l = 10$ mm. La série **C** présente l'avantage de varier U_g sur une plage beaucoup plus grande.

Le modèle théorique est valable pour une interface qui reste horizontale. Ce n'est clairement pas le cas sur l'injecteur plan où l'angle de l'interface dépend de M . Nous posons comme hypothèse :

$$E = h = \sqrt{(A)} \quad (5.2)$$

La figure 5.4 de gauche montre un exemple de profils $h(x)$ pour quatre vitesses gaz $U_g = 12, 17, 22$ et 27 m/s pour $U_l = 0.95$ m/s.

Sur chacun des profils $h(x)$ nous relevons la pente dans la zone 2 sous la forme $h = C_{h/x}x + dec$. Ces mesures montrent que la croissance linéaire des vagues en fonction du U_g est vérifiée puisque chaque motif s'aligne sur une droite $C_{h/x} = f(U_g)$. Pour chacune des U_l testées, nous avons une tendance $f(U_g)$ très proche de l'ordre de $C_{h/x} = 0,025U_g + cte$. Une limitation apparaît au delà de $U_g = 30$ m/s puisque les valeurs de $C_{h/x}$ atteignent un palier, figure 5.4(b). Au delà de $U_g = 30$ m/s le courant gazeux génère une atomisation rapide de la crête de vague ce qui stoppe le développement des vagues. Pour vérifier l'exactitude du modèle phénoménologique nous devons passer de nos mesures spatiales à une mesure temporelle de h . Sur nos profils de vitesse nous mesurons h à une distance x de l'injection. Le temps caractéristique s'écrit $t = x/U_c$. U_c est la vitesse de convection des vagues du modèle asymptotique de stabilité linéaire exposé au chapitre 3. Nous choisissons cette vitesse de référence car elle correspond à la vitesse initiale des perturbations. Cette vitesse peut être remplacée sans changement majeur avec la vitesse de convection de Dimotakis. En remplaçant t dans l'équation 5.1

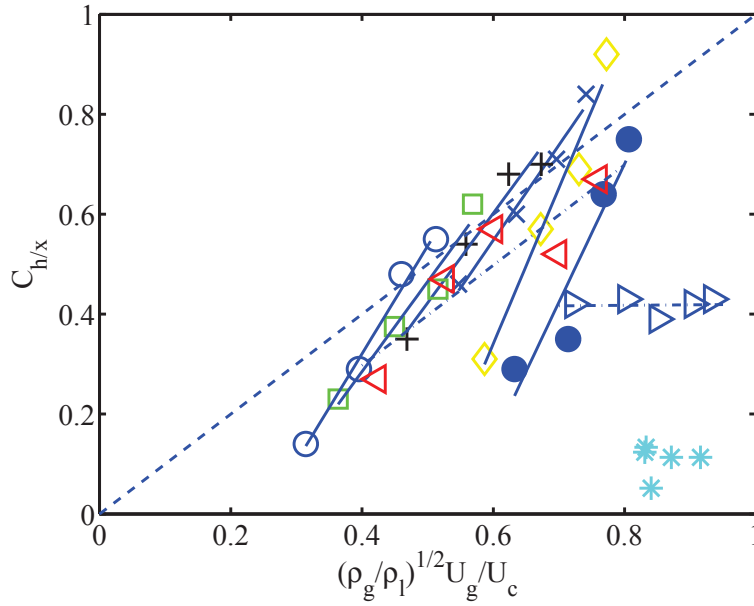


FIGURE 5.5 – Pente $C_{h/x}$ en fonction de $\sqrt{r}U_g/U_c$ et leurs tendances respectives. Série A, \bullet : 0.26 m/s, \diamond : 0.31 m/s, \times : 0.37 m/s, $+$: 0.50 m/s, \square : 0.76 m/s, \circ : 0.95 m/s et série C, \triangleleft : 1 m/s, \triangleright : 0,3 m/s, $*$: Données Ben Rayana 2007.

nous obtenons $h/x \propto \sqrt{r}U_g/U_c$. Le rapport moyen h/x est le coefficient $C_{h/x}$. Cette formulation temporelle montre qu'il existe un maximum de croissance de $C_{h/x}$ puisque $\lim_{U_g \rightarrow \infty} \sqrt{r}U_g/U_c = \text{cte}$. La figure 5.5 présente nos résultats sous cette forme.

Les résultats montrent que l'ordre de grandeur de $C_{h/x}$ est proche de l'estimation fournie par le modèle, et que globalement l'ensemble des données suit une croissance linéaire avec U_g/U_c . L'accord avec la théorie est donc qualitativement bon. Chaque jeu de données pris indépendamment suit sa propre tendance excepté pour les points de la série C à $U_l = 0,3$ m/s. Les points tirés de Ben Rayana (2007) [13] sont plus à l'écart : ceci peut s'expliquer par une méthode de mesure de l'amplitude différente pour ces points. Le tableau 5.1 donne les coefficients directeurs C_{lin} des dépendances de chaque série et motif.

Nous avons un \sqrt{r} constant et identique pour tous les points donc un autre paramètre rentre en

Serie	serie A						serie C	
motif	\bullet	\diamond	\times	$+$	\square	\circ	\triangleright	\triangleleft
U_l [m/s]	0,26	0,31	0,37	0,5	0,76	0,95	0.3	1
U_g [m/s]	12-27						20-80	
C_{lin}	2,77	3,11	1,9	1,8	1,8	2,15	0,001	1

TABLE 5.1 – $C_{h/x} = C_{lin} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \frac{U_g}{U_c}$

compte dans l'auto similarité de la vague puisque C_{lin} n'est pas constant et reste supérieur à 1. Cette comparaison permet de valider le modèle pour la croissance algébrique en zone 2. En revanche la différence de pente entre les différentes séries montre qu'il est nécessaire d'introduire des correctifs sur la vitesse de référence U_c pour poser la base de temps nécessaire à la comparaison avec le modèle phénoménologique.

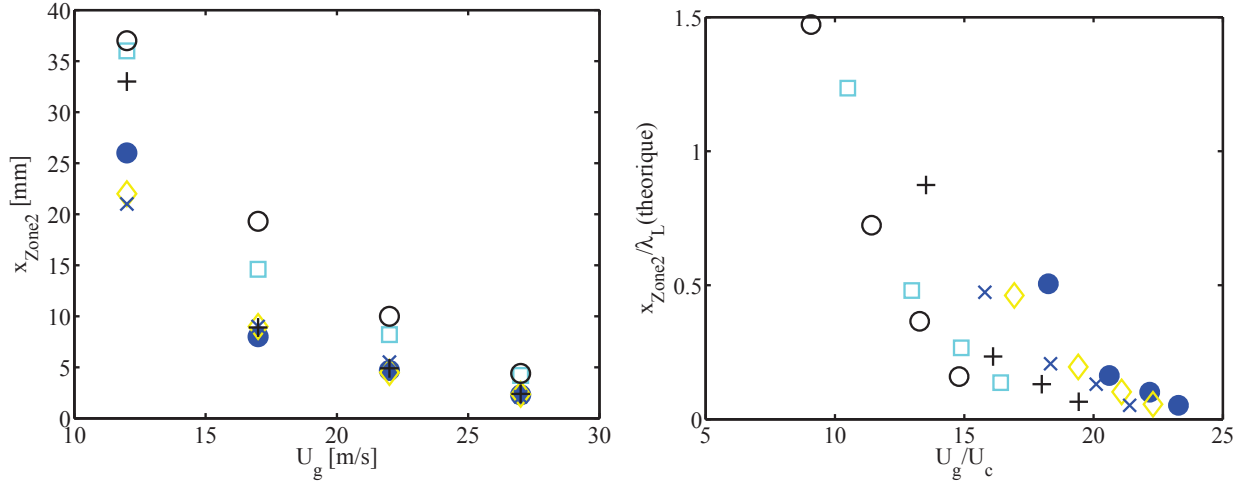


FIGURE 5.6 – Localisation de la zone de croissance algébrique des vagues, à gauche position x depuis l'injection en fonction de U_g et à droite position x adimensionnée par λ_L théorique en fonction de U_g/U_c . Données de la série **A**. \bullet : $U_l = 0.26$ m/s, \diamond : $U_l = 0.31$ m/s, \times : $U_l = 0.37$ m/s, $+$: $U_l = 0.50$ m/s, \square : $U_l = 0.76$ m/s, \circ : $U_l = 0.95$ m/s

5.1.5 Localisation spatiale de la zone de croissance algébrique

Nous nous intéressons ici à la localisation spatiale de cette zone de croissance algébrique. Pour cela nous étudions les profils d'amplitude de vague de la série **A** en relevant la position x en aval de l'injecteur où la croissance des vagues n'est plus exponentielle, figure 5.6. Chaque motif correspond à un U_l constant.

La position du début de la zone 2 se rapproche de la sortie d'injecteur lorsque U_g augmente. Sur la série **A**, nos mesures se limitent à $U_g = 27$ m/s mais à cette vitesse, le début de zone 2 se situe déjà à $x \approx 5$ mm. Le début de zone 2 est aussi affecté par U_l : pour $U_l > 0,5$ m/s, x augmente avec U_l . Cependant, plus U_g est grand et plus les points s'agglomèrent. Sur la figure de droite, nous regardons comment les données s'agencent, si nous adimensionnons x par λ_L et U_g par U_c . Dans le sens de l'écoulement, λ_L semble être la longueur caractéristique la mieux adaptée pour comparer les séries entre elles.

Il est important de noter ici que pour la grande majorité des points tracés, pour lesquels $U_g/U_c > 14$, la position de zone linéaire est inférieure à une demi longueur d'onde. Les vagues sont déjà dans un régime de croissance linéaire avant même qu'une autre vague ne soit générée. Ce constat valide l'hypothèse du modèle des simulations basé sur la croissance d'une perturbation seule.

5.2 Éjection de gouttes par catapultage

Les simulations de Hoepffner et al. 2011 [57] mettent en avant un mécanisme particulier d'éjection des gouttes qui est étudié plus en détail par John Soundar Jerome, Marty, Matas, Zaleski et Hoepffner 2013 [66]. Le vortex gaz qui se développe en aval des vagues interagit avec la crête de vague pour expulser les gouttes. Dans cette section nous étudions ce mécanisme appelé catapultage des gouttes. Nous commençons par un retour sur les données expérimentales de mesure d'angle d'éjection de gouttes. La mesure de l'angle d'éjection des gouttes α_{spray} nous permet d'obtenir des informations sur la géométrie de la couche de mélange.

5.2.1 Mesures de l'angle d'ouverture du spray α_{spray} de Raynal 1997

Raynal 1997 étudie l'angle d'ouverture du spray sur la configuration plane. Il remarque que le cône d'éjection des gouttes a deux angles distinct. Une première partie du cône se situe dans la couche de

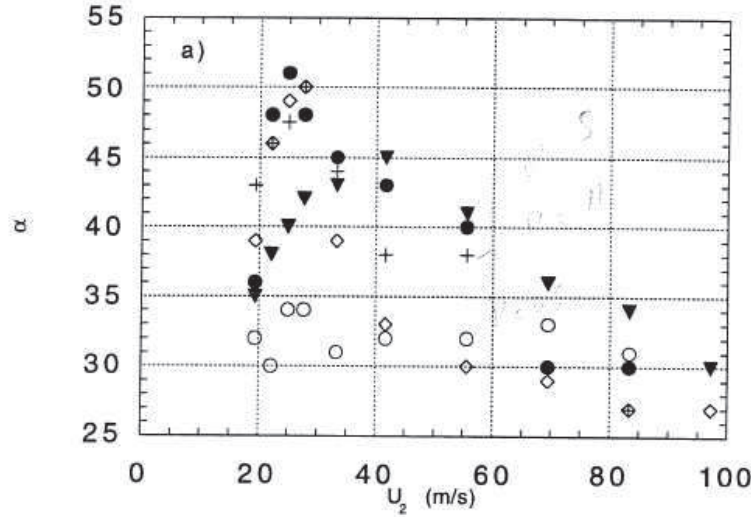


FIGURE 5.7 – Angle d'ouverture de spray d'après Raynal 1997 [112], cas de l'eau pure. \circ : $U_l = 0,11 \text{ m/s}$; \diamond : $U_l = 0,28 \text{ m/s}$; $+$: $U_l = 0,55 \text{ m/s}$; \bullet : $U_l = 0,83 \text{ m/s}$ et \blacktriangledown : $U_l = 1,11 \text{ m/s}$

mélange eau/air et une seconde partie dans la couche de mélange externe entre l'air au repos et l'air injecté rapide. Chaque partie du *cône* a un angle d'ouverture maximal propre. La première partie qui nous intéresse a un angle α_{Spray} alors que la seconde a un angle β_{Spray} . La figure 5.7 donne α_{Spray} en fonction de U_g pour différentes vitesses liquides U_l d'après Raynal 1997.

Pour chacune des vitesses liquides U_l , on observe une croissance puis une décroissance de α_{Spray} en fonction de U_g . L'angle maximal d'ouverture est donc une fonction de U_g et U_l : $\alpha_{\text{Spray}}(\text{max}) = f(U_g, U_l)$. Les plus grands α_{Spray} sont obtenus pour les grands U_l et des vitesses gaz inférieures à 50 m/s . Cet angle maximal peut monter jusqu'à une valeur de 52° . Au contraire de la mesure de L , l'ensemble de ces observations ne suit pas une phénoménologie évidente. Pourquoi obtenons-nous un angle aussi important alors que l'ensemble des fluides injectés ont des lignes de courant quasi horizontales ? Pourquoi n'avons nous pas un maximum de α_{Spray} pour les plus faibles U_g ? Pour le premier constat, Raynal 1997 [112] montre que l'on obtient des angles d'arrachage des gouttes de l'ordre de 50° si on prend en compte l'inclinaison de l'interface eau-air et l'angle des ligaments. Le deuxième constat est justifié par l'action de la gravité qui est prépondérante pour $U_g < 20 \text{ m/s}$.

Descamps et al. 2008 [40] étudient ce problème des grands α_{spray} en réalisant des mesures par "Particle Image Velocimetry" et par "Particle Tracking Velocimetry" de l'écoulement. Les mesures PIV sont réalisées en ensemençant le gaz de fines gouttes de glycérine faisant office de traceurs. L'écoulement est éclairé par une nappe laser longitudinale similaire à celle que nous avons décrite au chapitre précédent. La PIV a une résolution spatiale et temporelle suffisante pour décrire les fluctuations du gaz par rapport au temps caractéristique de passage d'une vague. La déformation de l'interface liquide au delà de 20 m/s limite la plage de mesure de la PIV. La résolution temporelle nécessaire pour le gaz n'autorise pas la PIV conjointe dans le liquide, les temps d'acquisitions deviendraient beaucoup trop longs par rapport aux capacités des caméras utilisées. La figure 5.8 de gauche illustre les champs de vitesse moyenne du gaz. Parallèlement à ce traitement PIV du gaz, un suivi des gouttes éjectées est réalisé. Ce traitement PTV de vidéos couvrant une plus grande fenêtre spatiale met en évidence de grands angles d'éjections de gouttes θ_{drop} . Un exemple de trajectoire de gouttes obtenues par PTV est superposé à la PIV du gaz sur l'image 5.8.

A la différence de Raynal, θ_{drop} n'est pas l'angle d'ouverture du jet mais bien l'angle d'éjection individuel de gouttes. Descamps relève la distribution de θ_{drop} dans une zone au dessus de la fin du dard liquide, figure 5.8 de droite. Cette distribution montre que la majorité des gouttes sont éjectées avec un angle compris entre 20 et 40° . Une minorité d'évènements ont cependant un angle d'éjection supérieur à 60° , ce qui rejoint les constats de Raynal. La résolution spatiale des vidéos ne permet cependant pas d'obtenir des distributions jointes de taille de gouttes avec θ_{drop} . Cette

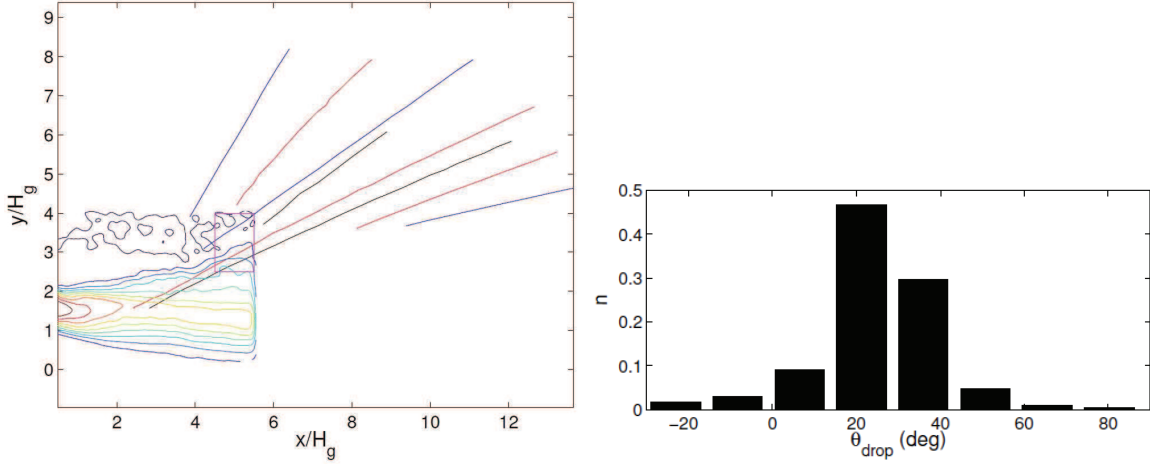


FIGURE 5.8 – Angle d’ouverture de spray d’après Descamps et al. 2008 [40] sur la configuration N°1. A droite illustration d’une PIV avec PTV de gouttes superposées à $U_g = 20 \text{ m/s}$ et $U_l = 0,1 \text{ m/s}$. A gauche répartition des angles de trajectoire de gouttes.

étude montre bien la différence entre l’angle d’ouverture de spray α_{spray} qui cumule l’ensemble des événements d’éjection sans distinction de taille et l’angle d’éjection propre à chaque goutte. Sur les images de Descamps, la mesure de α_{spray} correspond au seul événement θ_{drop} qui a la trajectoire la plus inclinée.

La méthode de mesure de Descamps est complexe à mettre en oeuvre. Nous utilisons une technique proche de celle utilisée par Raynal pour nos propres mesures, améliorée par une visualisation LIF.

5.2.2 Méthode de mesure de l’angle maximum d’éjection de goutte

Raynal 1997 [112] réalise cette mesure avec une visualisation en rétro éclairage par lumière blanche. Sa caméra munie d’une optique à grande focale est placée loin de l’injecteur pour réduire l’effet de parallaxe. Une seule image est prise avec un temps d’exposition long devant le temps caractéristique de la mesure. Ce temps correspond à la période de l’instabilité de cisaillement. Cette image est ensuite seuillée en noir et blanc pour mesurer α une étude du niveau de seuil donne une incertitude de mesure de $\pm 5^\circ$.

Nous améliorons cette méthode en visualisant une tranche laser. Celle-ci est obtenue dans les mêmes conditions que pour l’étude de l’instabilité de cisaillement. Un film est réalisé avec un temps d’acquisition très long devant le temps caractéristique de l’instabilité mesuré soit $1/f_{mesure}$. Le temps d’exposition de chaque image est réglé pour laisser apparaître les trajectoires de gouttes sur une partie de la fenêtre spatiale visualisée. La caméra utilisée est positionnée perpendiculairement à l’écoulement et à la nappe laser. La partie inférieure des images correspond au niveau du couteau de séparation des phases et le bord gauche au nez d’injecteur. Pour chaque pixel de la matrice d’image, nous relevons l’intensité lumineuse maximale atteinte durant le temps d’acquisition. Cette superposition de l’ensemble des images du film donne une image du demi cône d’éjection 5.9(a).

Sur ce type de mesure, les mêmes difficultés que pour la mesure du taux de croissance apparaissent. La limite de zone où aucune goutte ne passe est visible mais difficilement identifiable. Elle se matérialise ici par le trait pointillé supérieur. Cette limite n’est déterminée que par un seul événement sur l’ensemble du film. Si nous prenons en considération la zone d’intensité maximale de lumière où les trajectoires sont connexes, nous obtenons le trait pointillé inférieur. Il apparait donc une forte incertitude de mesure.

Pour pallier ce problème, nous mesurons pour chaque événement du film l’angle d’éjection comme le montre la figure 5.9(b). Sur ces images, la limite entre les deux zones est clairement définie par la trajectoire des gouttes. Il est possible de relever la distance en aval de l’injection où le lâcher de gouttes

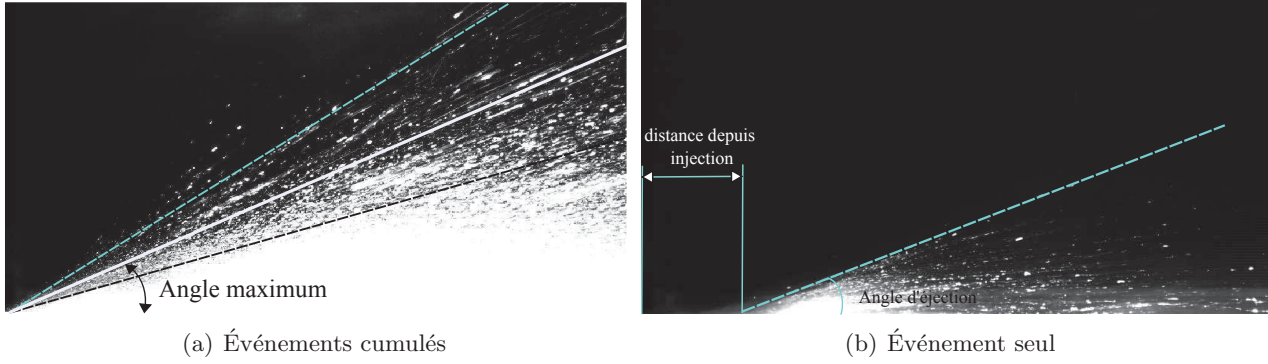


FIGURE 5.9 – Méthode de mesure de l'angle d'éjection des gouttes. $U_g = 45$, $U_l = 0.2 \text{ m/s}$ et $H_l = 10 \text{ mm}$.

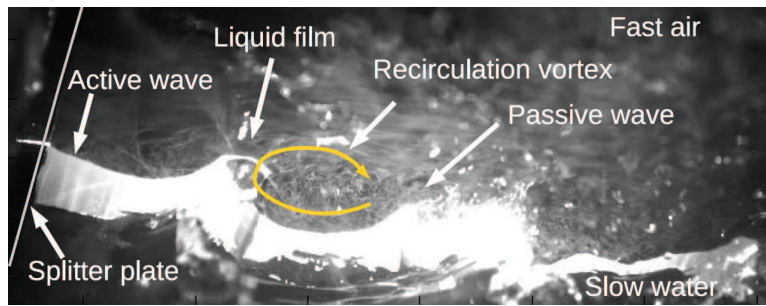


FIGURE 5.10 – Illustration de la tranche LIF couplée avec des traceurs dans le gaz et de la lumière blanche d'après John Soundar Jerome et al. 2013 [66].

a lieu. En répétant cette procédure sur des centaines d'évènements, il est possible de construire un angle maximum d'éjection sur une base statistique. Cette technique est relativement simple à mettre en place par rapport aux mesures PTV de Descamps mais elles fournissent uniquement la statistique de la trajectoire la plus inclinée et toujours sans corrélation avec la taille des gouttes. Étant donnée la résolution spatiale de 7 pix/mm des vidéos réalisées, nous enregistrons les trajectoires de gouttes qui ont au minimum un diamètre $140 \mu\text{m}$. Nous verrons dans le chapitre suivant que cette population de gouttes ne représente qu'une faible proportion numérique du total de gouttes dans le spray.

5.2.3 Observations du lâcher tourbillonnaire derrière les vagues

Nous allons mettre en parallèle des observations similaires entre l'écoulement expérimental et les simulations. Nous devons pour cela ajouter un générateur de fumée sur notre expérimentation afin de visualiser l'écoulement gazeux et notamment les vortex derrière les vagues. L'écoulement est éclairé par de la lumière blanche mais aussi par la tranche laser simultanément pour visualiser la structure transversale des vagues. Une illustration des images recueillies est donnée figure 5.10, mais la visualisation de film [1] permet réellement de se faire une idée du phénomène en jeu. Pour des conditions d'injection particulière il est possible de visualiser correctement l'effet de catapultage des gouttes. La tranche laser matérialise deux vagues successives, l'une active avec une langue en bout de crête et l'autre passive qui ne produit plus de gouttes par catapultage. La lumière blanche met bien en relief les lignes de front transversales des vagues. Les particules de gaz quand à elles matérialisent le vortex qui prend place entre les deux vagues et sous la langue de crête. La figure 5.11 montre la même séquence d'arrachage de goutte par catapultage observée expérimentalement à gauche et simulée à droite. Les simulations sont réalisées par John Soundar Jerome sur le code GERRIS de S. Popinet. Pour une meilleure compréhension, les vidéos sont reprises schématiquement au milieu. Sur cette séquence, nous observons la croissance et surtout l'étirement de la langue en crête de vague sous

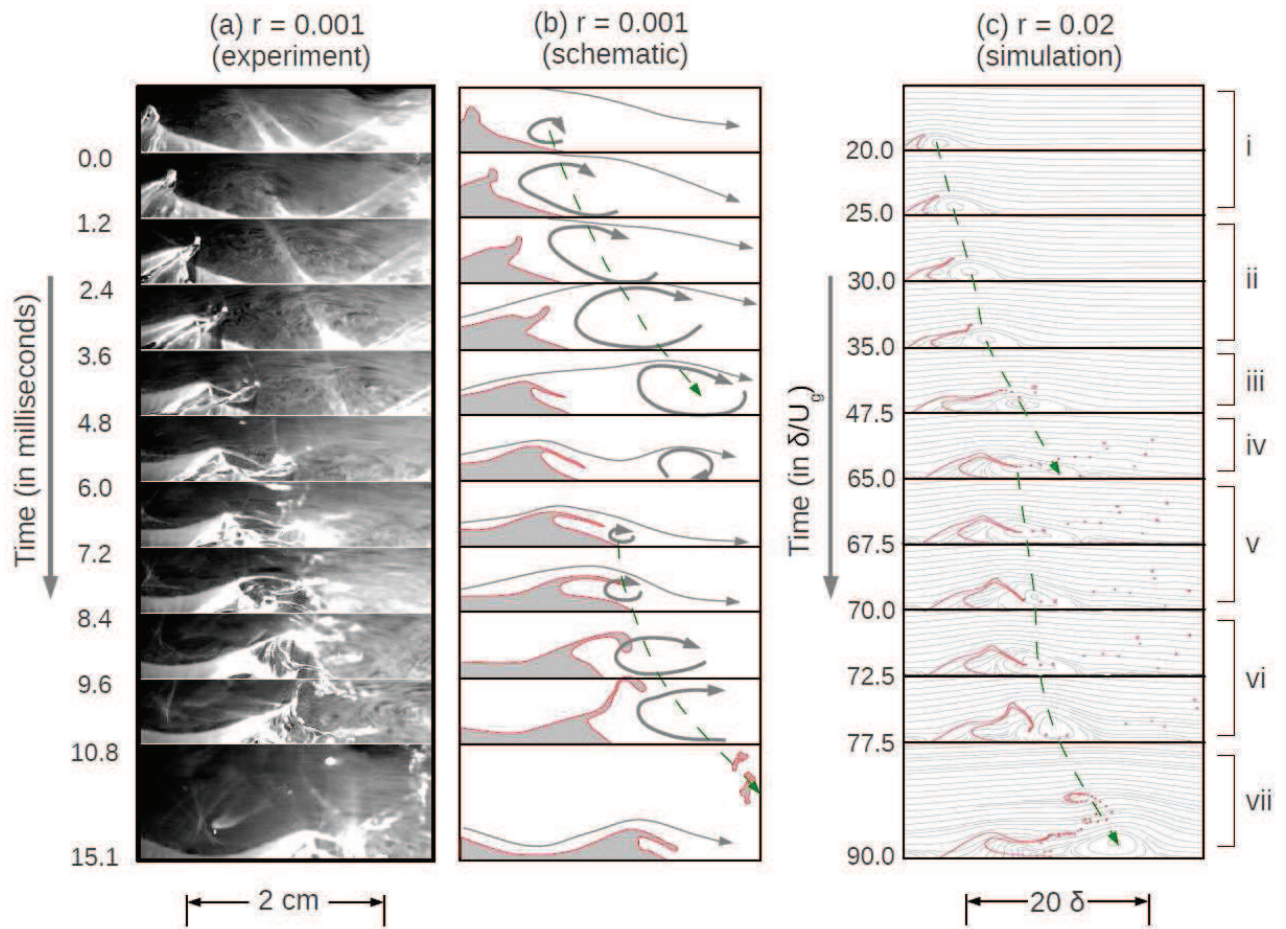


FIGURE 5.11 – Observation du lâcher de tourbillon gazeux expérimentalement à gauche, schématiquement au milieu et en simulation à droite d’après Soundar et al. 2013 [66]. $U_g = 25.5 \text{ m/s}$ et $U_l = 0.23 \text{ m/s}$

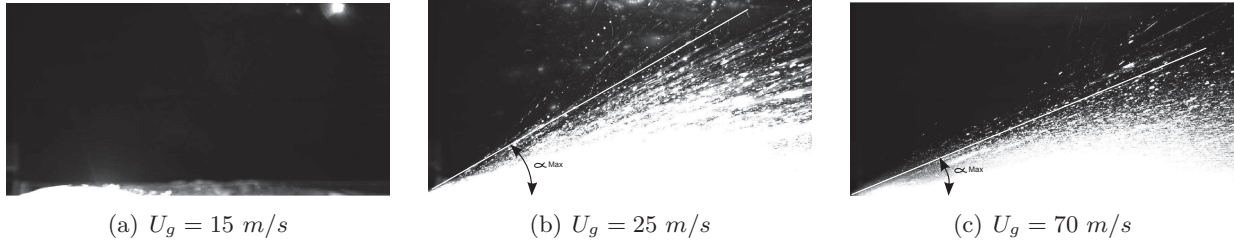


FIGURE 5.12 – Mesure de l’angle maximum d’éjection de gouttes α_{spray} par superposition d’images. $U_l = 0,23 \text{ m/s}$

l’action du vortex gazeux. Celui-ci croit dans un premier temps conjointement avec la vague et souffle vers le haut sur la langue. Ses dimensions sont du même ordre de grandeur que la vague. La vague agit comme une marche dans l’écoulement gaz. Le vortex se développe derrière la marche et peut éventuellement être lâché pour laisser recoller les lignes de courant du gaz sur le liquide. L’arrachage des gouttes par catapultage suit la séquence suivante :

- Une recirculation apparaît derrière la vague et une langue liquide commence sa croissance. (image i)
- La recirculation se détache en tourbillons. (ii)
- Le flux gazeux se raccroche momentanément au liquide. (iii)
- Sous l’action du courant gazeux la langue liquide s’incline vers le bas. Des gouttes se détachent du film et suivent le sens du gaz. (iv)
- Une nouvelle région de recirculation se crée sous la langue et derrière la vague. (v)
- La langue croit comme un événement de type ”Bag-breakup” sous l’action du vortex naissant. (vi)
- La langue gonflée explose en gouttelettes projetées vers le haut par le vortex. (vii)

Cette séquence permet d’expliquer les grands angles d’éjection de gouttes observés par Raynal 1997. Nous montrons aussi dans John Soundar Jerome et al. 2013 qu’il existe deux régimes distincts en étudiant les trajectoires séparées des vagues et des centres de tourbillon gazeux, figure 5 de [66]. Suivant le régime et la fréquence du lâché tourbillonnaire, l’angle d’éjection des gouttes augmente. Dans le premier régime où $r > 0.04$, les vortex suivent les mêmes vitesses que les vagues et restent dans la zone de recirculation derrière elles. Dans le second régime, les vortex sont lâchés et se reforment périodiquement. Ce régime génère de grands angles d’éjection et correspond à des rapports de densité inférieurs à 0,03. Dans le cas eau/air des expérimentations, une extrapolation linéaire simple permet de déterminer un angle max α_{spray} de 50° .

Cette extrapolation est limitée puisqu’elle ne tient pas compte de U_g . Il est difficile de trouver une relation directe entre α_{spray} des simulations qui dépend de r et le α_{spray} des mesures qui dépend de U_g . Nous retombons sur le même problème d’échelle temporelle rencontré dans la section 5.1. Nous complétons ensuite la comparaison qualitative entre vidéo et simulation par des mesures d’angle maximal d’éjection.

5.2.4 Mesure quantitative de l’angle d’éjection

Pour mieux cerner la zone de validité du mécanisme de catapultage des gouttes, nous réalisons des mesures complémentaires à celles de Raynal 1997. Pour la vitesse liquide à laquelle les visualisations du phénomène sont faites, $U_l = 0,23 \text{ m/s}$, nous faisons varier U_g de 15 vers 70 m/s figure 5.12.

La superposition d’images donne un cône global d’éjection qui croit entre 15 m/s et 25 m/s puis qui décroît. Pour $U_g = 15 \text{ m/s}$ figure 5.12(a) l’atomisation est inexistante. Nous confirmons bien par ces mesures un maximum de α_{spray} pouvant atteindre un angle de 60° .

A l’aide de la méthode décrite section 5.2.2, nous construisons la distribution d’angle d’éjection individuel de goutte α_{drop} sur la figure 5.13 pour quatre U_g . Chaque série est construite avec un

minimum de 50 évènements ce qui permet de construire une distribution approximative.

Le maximum de chaque distribution est supérieur à 50° pour $U_g = 20 \text{ m/s}$ et 25 m/s mais descend en dessous de 35° pour $U_g > 45 \text{ m/s}$. Il est important de noter que pour $U_g = 25 \text{ m/s}$ approximativement 40% des évènements ont un angle d'éjection supérieur à 20° . L'allure globale de chaque distribution change en fonction de la vitesse. Pour les faibles U_g , les distributions sont plus étalées vers les gros α_{drop} alors qu'elles sont recentrées autour des évènements les plus probables lorsque $U_g > 20 \text{ m/s}$. Si nous considérons que le phénomène de catapultage alimente les grands angles d'éjection, alors l'évolution des distributions montre que ce mécanisme est présent pour les vitesses U_g inférieures à 45 m/s . Il n'est pas exclu que ce mécanisme existe pour des vitesses plus fortes mais notre méthode de mesure simplifiée ne permet pas seule de valider cette hypothèse.

5.3 Conclusion sur les comparaisons simulations et expérimentations.

Les simulations numériques d'un écoulement diphasique font ressortir deux nouveaux mécanismes. Le modèle d'une croissance autosimilaire des vagues permet de déterminer l'amplitude des vagues au cours du temps. Les mesures sur le banc d'atomisation pour un rapport de densité air/eau dans la zone de croissance linéaire montrent une croissance en accord avec ce modèle dans la zone 2, entre la zone de croissance exponentielle et avant que les vagues ne soient écrêtées. Les écarts au modèle suggèrent que la base de temps de référence, liée à la vitesse des vagues, reste encore à affiner.

Le second mécanisme de catapultage des gouttes est confirmé qualitativement par la visualisation de vidéos hautes cadences à basse vitesse gaz. L'origine du mécanisme réside dans une interaction entre vortex gazeux et vague liquide. A plus haute vitesse l'interface liquide/gaz est fortement perturbée ce qui rend l'analyse vidéo complexe et seule la visualisation de l'angle d'éjection des gouttes confirme le mécanisme pour de plus grandes vitesses gaz. Le problème de cette mesure est qu'elle ne prend en compte que les plus grosses gouttes. Étant donné la largeur de la fenêtre de visualisation, le diamètre minimal détectable est de l'ordre de la centaine de μm . Cette grande valeur de coupure exclue toutes les plus petites gouttes de l'analyse.

Un autre problème de mesure apparaît si on prend en considération le comportement des gouttes dans le gaz. Hong 2003 [58] montre que les tailles de gouttes ne se répartissent pas uniformément dans le spray. En mesurant la répartition spatiale du flux volumique à $U_g = 60 \text{ m/s}$ et $M = 16$, figure 5.35 de

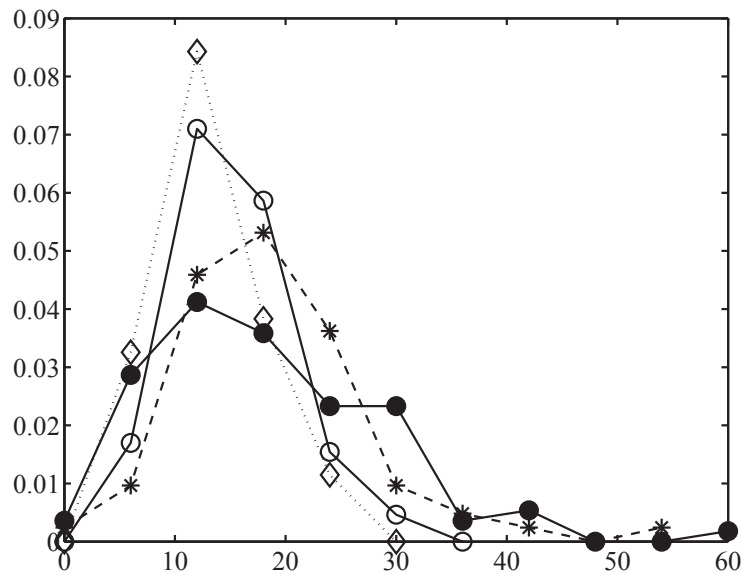


FIGURE 5.13 – Distribution de $\max(\alpha_{drop})$ pour plusieurs U_g à $U_l = 0.23 \text{ m/s}$: ● : $U_g = 20 \text{ m/s}$, * : $U_g = 25 \text{ m/s}$, ○ : $U_g = 45 \text{ m/s}$, ◇ : $U_g = 70 \text{ m/s}$

[58], et en sélectionnant les populations de goutte par leur taille, il obtient une répartition différente suivant la taille des gouttes. Les petites gouttes ne suivent donc pas les mêmes trajectoires que les grandes gouttes.

Lorsque les gouttes sont éjectées, leur trajectoire est régie en partie par le nombre de Stokes $Stk = \frac{\rho_g d^2 U_g}{\mu H_g}$. À U_g fixe, plus les gouttes sont fines et plus leur Stk est petit ce qui signifie qu'elles ont plus tendance à suivre les lignes de courant du gaz. Plus le diamètre des gouttes augmente et moins elles suivent le gaz. Les vidéos suggèrent que l'explosion des vagues suit un mécanisme de fragmentation de type *Bag-Breakup* qui produit grosses et petites gouttes. Les trajectoires rectilignes des plus grosses gouttes vont donc être superposées aux trajectoires incurvées des plus petites gouttes, rapidement déviées par l'écoulement gaz. La mesure de α_{spray} et α_{drop} est donc déterminée par les plus grosses tailles de gouttes.

Un étude par tracking des gouttes en fonction de leur taille est donc nécessaire pour déterminer si l'effet du catapultage est plus ou moins important suivant la taille des gouttes. L'intérêt d'une telle étude est d'incorporer dans les modèles de distribution de gouttes une part de distribution de tailles liée à la fragmentation de vagues de type *Bag-Breakup*.

Chapitre 6

Structure globale de l'écoulement

Jusqu'à présent, nous avons étudié l'entrée de la zone d'injection, et le développement des instabilités hydrodynamiques. Dans cette section, nous étudions l'écoulement d'un point de vue plus global.

Les résultats de Raynal 1997 pour des cas de veine liquide à $H_l = 10 \text{ mm}$, confirmés par Ben Rayana 2007, montrent que la longueur intacte de liquide L dépend du rapport des pressions dynamiques M . Nous ne savons toutefois pas comment cette longueur évolue lorsque H_l diminue. Pour contrôler l'influence de H_l , nous réalisons des mesures avec la même méthode que les précédentes études. Des mesures d'épaisseur de film résultant e_{film} en aval de L complètent cette étude pour connaître quelle est la part de liquide non atomisé.

L'objectif de ce chapitre est de déterminer comment évolue la longueur L en fonction de H_l afin notamment de choisir une position de mesure pour l'étude de granulométrie du chapitre 7.

6.1 Résultats antérieurs sur le banc d'atomisation plan

Raynal 1997 [112] commence ses investigations sur l'injecteur plan en mesurant la longueur de dard liquide L . Cette longueur est définie par Arai et al. 1985 [3] comme la partie de la phase liquide qui reste connexe à l'injection sans être atomisée. Cela correspond à la partie de l'écoulement qui reste complètement liquide au cours du temps. Les résultats de Raynal sont exposés figure 6.1(a). Pour mesurer cette grandeur géométrique, Raynal utilise une technique de superposition d'images dans le temps qui a l'avantage de ne pas requérir l'utilisation de matériel vidéographique à haute cadence. Les images superposées d'une séquence suffisamment longue devant la période de la première instabilité laissent apparaître les frontières entre phase liquide intacte et spray. La frontière est déterminée par un seuillage simple des niveaux de gris des images.

Les mesures de L par Raynal prennent en compte une grande plage de vitesses gaz et liquide afin de varier le rapport des pressions dynamiques M entre 2 et plus de 100. En revanche, sur ses mesures, H_l est fixé à 10 mm . On observe sur la figure 6.1(a) une décroissance de L adimensionnée par H_L en fonction de M quelle que soit la vitesse liquide. Cette décroissance est linéaire dans les axes logarithmiques de la figure jusqu'à une valeur de $M \approx 20$ où elle s'infléchit légèrement. L'ensemble des points étudiés est globalement bien regroupé et suit une tendance claire. Cette décroissance avec M est attendue : plus il y a d'énergie cinétique dans la phase gazeuse par rapport à la phase liquide, meilleure est l'atomisation ce qui diminue le volume de la phase liquide entière.

Des corrélations entre paramètres d'injection U_g , U_l et L existent dans la littérature mais plus particulièrement pour les jets monophasiques. Ces corrélations font souvent appel à des groupes adimensionnels composés de produit de Reynolds et Weber. Villermaux 1995 [124], Rehab 1997 [113] et Raynal 1997 [112] développent un modèle phénoménologique plus simple qui décrit via des considérations mécaniques la longueur du dard liquide.

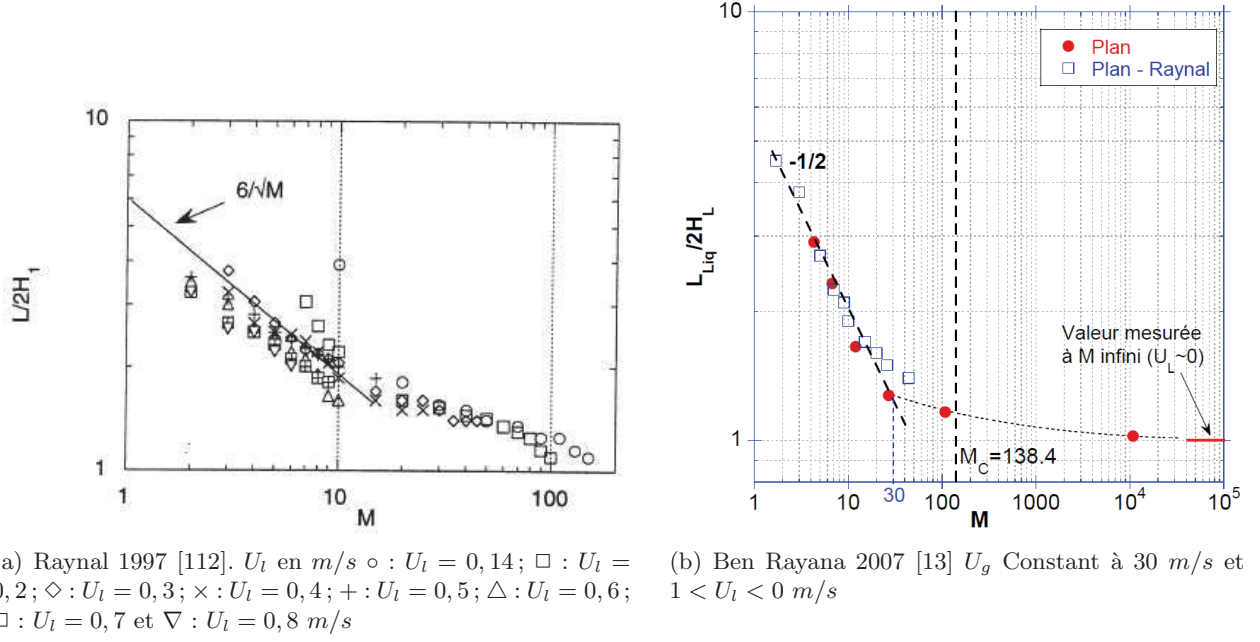


FIGURE 6.1 – Longueur de dard liquide adimensionnée $L/2H_l$ en fonction du rapport des pressions dynamiques M . Configuration expérimentale $N^\circ 1$, $H_g = H_l = 10 mm$, cas de l'eau pure.

Modèle de l'entraînement turbulent Le principe de conservation de la masse liquide et la continuité de la contrainte turbulente à l'interface est à la base du modèle. L'ensemble du débit liquide injecté Q_g doit se retrouver dans la masse de liquide entraînée par le gaz. La surface au travers de laquelle le débit massique de goutte transite est l'interface liquide gaz. En considérant la forme du dard liquide invariante et de section triangulaire, par la simple relation géométrique de Pythagore nous obtenons l'équation 6.1 :

$$H_l U_l = \sqrt{L^2 + H_l^2} U_e \quad (6.1)$$

La vitesse d'entraînement U_e est la vitesse à laquelle les gouttes sont arrachées de la partie liquide pleine. Cette vitesse est supposée constante tant que le dard liquide a une longueur inférieure au cône potentiel gaz. U_e est déterminée par la continuité des contraintes turbulentes à l'interface 6.2. Les fluctuations turbulentes u_{turb} sont supposées proportionnelles à la différence de vitesse $U_g - U_l$ via un coefficient $u_{turb} = \alpha(U_g - U_l)$.

$$\rho_l U_e^2 = C \rho_g u_{turb}^2 \quad (6.2)$$

Le calcul de U_e est donc dépendant de deux coefficients, α et C . Pour les couches de mélange homogènes, α vaut 0,17. Les travaux de Descamps et al. 2008 [40] montrent via une expérimentation par PIV que ce coefficient peut monter jusqu'à 0,35 dans le cas d'un mélange diphasique où U_g vaut $60 m/s$. Le coefficient d'entraînement C est déterminé expérimentalement par Rehab 1997 [113] et vaut 0,25. En posant que $1/C\alpha^2 M \gg 1$, la combinaison des équations 6.1 et 6.2 donne la relation 6.3 :

$$\frac{L}{2H_l} \approx \frac{\text{Pref}_M}{\sqrt{M}} \quad (6.3)$$

En prenant $\alpha = 0,17$ et $C = 0,20$ nous avons $\text{Pref}_M \approx 6$. Ce modèle est une bonne approximation si le dard liquide reste inférieur à la longueur du cône potentiel gaz. Les mesures de L de Raynal, figure 6.1(a), valident ce modèle pour M compris entre 2 et 10 pour la configuration expérimentale $N^\circ 1$ à $H_l = H_g = 10 mm$. L'ensemble des points collapset autour de la droite $6/\sqrt{M}$ du modèle. Raynal met aussi en avant l'existence d'un régime de recirculation du gaz derrière le dard liquide pour un M critique M_c supérieur à 140. Cette recirculation est due au fait que le liquide n'a pas assez d'inertie pour traverser la zone où le gaz entraîne le liquide.

Ces données sont ensuite reprises et élargies par Ben Rayana 2007 [13] figure 6.1(b). Il constate qu'il

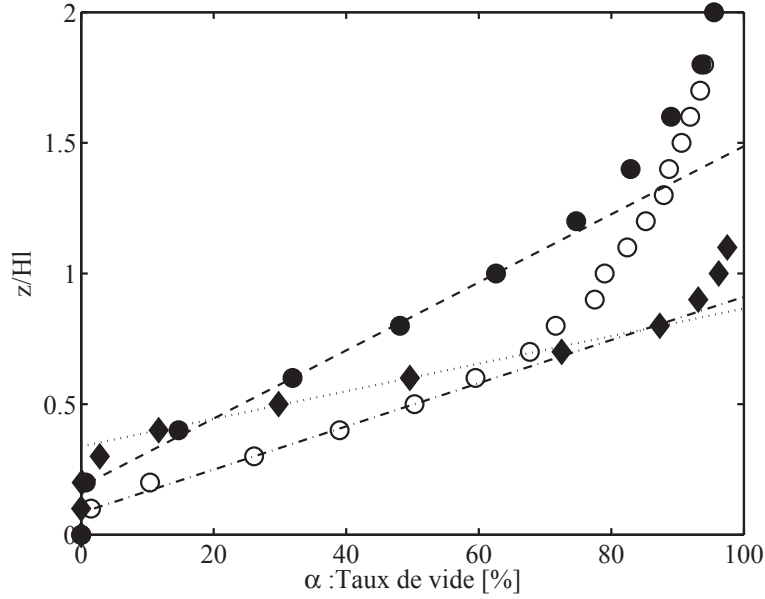


FIGURE 6.2 – Exemple de mesure du film liquide résultant e_{film} à une distance aval de $6 H_g$ par balayage du taux de vide α suivant \bar{z} . L'encart représente une focalisation sur la zone 100% liquide. $U_g = 40 \text{ m/s}$. \blacklozenge : $H_l = 10 \text{ mm}$ et $U_l = 1 \text{ m/s}$; \circ : $H_l = 2 \text{ mm}$ et $U_l = 0,3 \text{ m/s}$; \bullet : $H_l = 0,5 \text{ mm}$ et $U_l = 0,3 \text{ m/s}$

existe toujours une partie liquide d'extension minimale de $2H_l$ même lorsque la vitesse liquide U_l est nulle. La phase liquide sans vitesse peut se voir comme une marche simple pour la phase gazeuse. En suivant les travaux de Armaly et al. 1983 [4] qui traitent de la problématique du recollement d'un écoulement gazeux derrière une marche solide, Ben Rayana note l'existence de deux zones distinctes, une première plutôt inerte juste derrière la marche et une seconde où la recirculation est importante. Ces deux zones distinctes expliquent la forme de cône tronqué du dard liquide lorsque M est supérieur à 100.

6.2 Méthodes de mesure de l'épaisseur liquide résultante e_{film}

Pour compléter les études que nous venons de voir, nous développons une nouvelle méthode de mesure de l'épaisseur de film résultant e_{film} après atomisation.

Deux techniques sont utilisées pour mesurer l'épaisseur de film liquide résultant e_{film} après entrainement du liquide par le gaz : une technique lif adaptée, que nous ne décrivons pas ici, et qui ne donne pas de résultats concluant et une méthode de balayage par sonde optique dont le but est d'obtenir une méthode indépendante d'une visualisation par caméra.

Nous développons plus en détail dans le chapitre 7 cet outil de mesure. La sonde optique donne avec une grande précision le taux de vide du mélange étudié. Avec un temps d'acquisition suffisamment long le taux de vide est connu avec une précision relative inférieure à 1%. En balayant suivant l'axe \bar{z} l'écoulement à une distance donnée en aval de l'injection et de L nous avons un profil de taux de vide. La figure 6.2 illustre cette mesure pour trois épaisseurs de liquide $H_l = 10 \text{ mm}$, $H_l = 2 \text{ mm}$ et $H_l = 0,5 \text{ mm}$ avec $U_g = 40 \text{ m/s}$ et $U_l = 0,3$ et 1 m/s .

Le passage des vagues se traduit sur le profil de taux de vide par une variation continue. Il n'est pas évident de repérer l'épaisseur minimale de fluide. Afin de ne pas mesurer e_{film} à l'aide d'un seul point, nous utilisons l'ensemble des points du profil pour extrapoler e_{film} . Pour cela nous utilisons une méthode similaire à la méthode de mesure de δ_g au fil chaud expliquée au chapitre 2.3. Nous exploitons les propriétés de la courbe de taux de vide générée par le passage de vagues non déferlantes. Nous

supposons que la forme de ce profil est superposable par un profil linéaire par morceaux. Le premier morceau vertical correspond à la partie du mélange entièrement liquide. La partie inclinée, visualisée figure 6.2 par les traits discontinus, représente le passage des vagues et le dernier morceau correspond au spray principalement constitué de gaz. Le profil réel mesuré montre que l'atomisation modifie le contenu de α du côté gaz. Avec ces considérations, nous obtenons e_{film} comme l'ordonnée à l'origine de la tangente au point d'inflexion du profil de α .

L'incertitude de mesure dépend de l'incertitude de chacun des points du profil utilisés pour mesurer e_{film} . L'incertitude sur le taux de vide devient alors négligeable. Dans le cas des plus petits H_l , l'incertitude de positionnement au micromètre de ces points, ainsi que l'incertitude de positionnement par rapport à la semelle ne sont plus négligeables. L'incertitude relative de e_{film} est respectivement de 27, 16, 9.5, 5.5 et 2.5% pour $H_l = 0.5, 1, 2, 5$ et 10 mm . La plus grosse incertitude provient du positionnement absolu par rapport à la semelle de 0.1 mm . Les barres d'erreurs plus larges que les motifs sont reportées sur les figures.

Nous réalisons aussi des mesures de contrôle de L pour une variation de H_l . Notre méthode de mesure de L reprend celle utilisée par les précédents auteurs. Nous faisons juste évoluer la méthodologie de post-traitement des vidéos.

6.3 Etude de l'influence de H_l sur la structure de l'écoulement

Utilisant la méthodologie expliquée précédemment, nous étudions la validité du modèle prédictif de L lorsque H_l diminue. Nous regardons ensuite comment évolue la part de liquide non atomisé avec H_l . L'objectif de cette étude est principalement de vérifier s'il n'y a pas de changements majeurs de structure de l'écoulement dans le cas des petits H_l qui pourraient affecter les mesures de granulométrie du chapitre suivant.

6.3.1 Influence sur la longueur liquide intacte

L'influence de H_l sur la longueur de dard liquide n'est pas bien connue. Une seule série de mesure de Raynal à $H_l = 5,5\text{ mm}$ est disponible et confirme le modèle théorique. Nous poursuivons cette étude jusqu'à $H_l = 2\text{ mm}$. Pour des H_l plus petits, la mesure devient complexe et fortement imprécise et la part de liquide non atomisé devient importante. Nous réalisons les mesures de cette section sur la configuration N°3 présentée au chapitre 2.

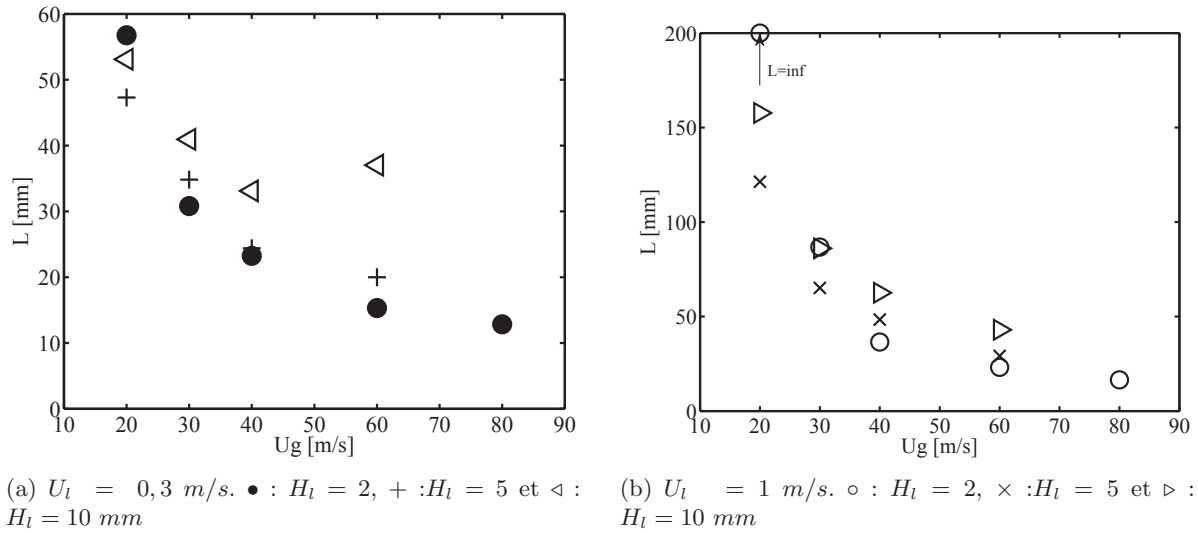
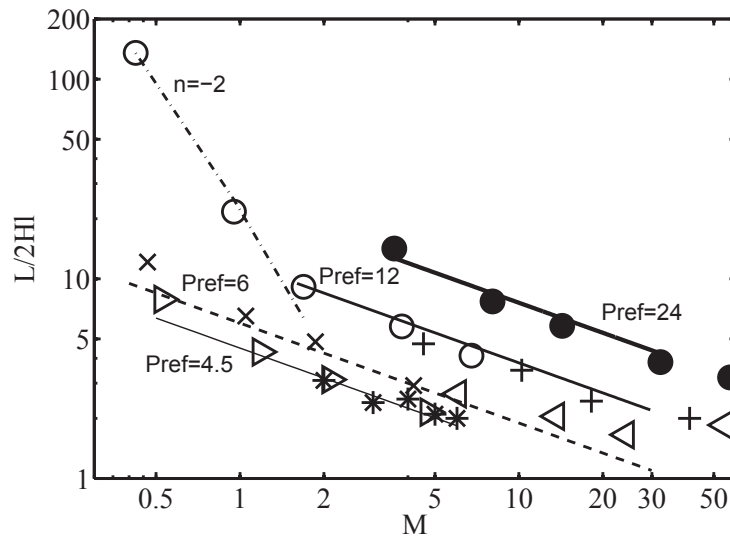
Les figures 6.3 montrent la longueur de liquide intacte L en fonction de U_g tracée en série de $H_l = 10, 5$ ou 2 mm pour une vitesse liquide $U_l = 0,3\text{ m/s}$ à gauche et $U_l = 1\text{ m/s}$ à droite.

Les mesures à $H_l = 10\text{ mm}$, motif \triangleleft et \triangleright , sont généralement au dessus des mesures pour les H_l inférieurs. Les données s'ordonnent logiquement, L diminue quand H_l diminue. Dans le cas le plus extrême où le gaz a très peu d'énergie pour arracher du liquide, les phases restent presque parallèles et L tend vers l'infini.

Pour mieux comprendre les dépendances entre paramètres nous traçons les mêmes données sous leur forme adimensionnée sur la figure 6.4. Les axes ont une échelle logarithmique pour visualiser des pentes directement.

Nous retrouvons la décroissance monotone attendue : $L/2H_l = \text{Pref}_M/M^{1/2}$. La ligne discontinue représente la loi phénoménologique de Raynal 1997 [112] avec $\text{Pref}_M = 6$. Pour $H_l = 5\text{ mm}$ et pour la vitesse liquide la plus faible, les données s'alignent sur la loi d'échelle. Cependant des déviations importantes apparaissent pour $H_l = 2\text{ mm}$ et pour $H_l = 5\text{ mm}$ avec $U_l = 1\text{ m/s}$. Pour les plus faibles M à $H_l = 2\text{ mm}$ l'exposant de la pente diminue jusqu'à $n = -2$ au lieu de $-0,5$. Cette partie des mesures montre une sortie du modèle.

Pour les autres points, ces déviations ne concernent que le préfacteur puisque les points par série sont pratiquement tous alignés sur la même pente $n = -0,5$. Globalement L est toujours égale ou plus grande que la valeur théorique prévue et ceci particulièrement quand H_l et U_l diminuent à un M

FIGURE 6.3 – Longueur de dard liquide L en fonction de U_g pour $U_l = 0.3$ m/s et $U_l = 1$ m/s.FIGURE 6.4 – L en fonction de M pour plusieurs H_l . Pour $U_l = 0.3$ m/s, \bullet : $H_l = 2$, $+$: $H_l = 5$ et \triangleleft : $H_l = 10$ mm. Pour $U_l = 1$ m/s, \circ : $H_l = 2$, \times : $H_l = 5$ et \triangleright : $H_l = 10$ mm ; ligne discontinue : $L/2H_l = 6/\sqrt{M}$; lignes continues : $L/2H_l = \text{Pref}/\sqrt{M}$ avec $\text{Pref} = 4.5$, 12 et 24 ; ligne mixte : tendance M^{-2} ; * : Données Raynal 1997 pour $U_l = 0.8$ m/s

donné. Le motif * représente les données expérimentales de Raynal tirées de la figure 6.1(a) pour un $U_l = 0,8 \text{ m/s}$. Ces données sont alignées avec un préfacteur $\text{Pref}_M = 4,5$.

Les Pref_M mesurés sur la figure 6.4 permettent de déduire le coefficient d'entraînement C si le coefficient de fluctuation turbulente α est fixé à 0,17 ou 0,35.

Nous pouvons aussi déduire ces coefficients à partir des mêmes données mesurées mais avec une autre méthode d'ajustement des tendances. Sur la figure 6.4 nous avons ajusté Pref_M en fixant la tendance $M^{-1/2}$. En exploitant l'équation 6.4, nous évaluons la vitesse d'entraînement des gouttes U_e :

$$\frac{H_l \cdot U_l}{\sqrt{L(U_g)^2 + H_l^2}} = U_e = \alpha \sqrt{C \frac{\rho_g}{\rho_l}} (U_g - U_l) = \text{Pref}_{U_e} (U_g - U_l) \quad (6.4)$$

Sur la figure 6.5 nous ajustons Pref_{U_e} sans fixer la tendance $M^{-1/2}$: cette méthode d'ajustement donne des résultats différents pour l'estimation du préfacteur. Avec cette méthode le préfacteur est déduit de la tendance des points contrairement à la méthode précédente.

La figure 6.5 donne pour $U_l = 0,3 \text{ m/s}$ à droite et $U_l = 1 \text{ m/s}$ à gauche les valeurs de U_e en fonction de $U_g - U_l$. Les droites représentent les régressions linéaires de chaque série dont la pente Pref_{U_e} permet de déduire le coefficient C , si α est fixé. Sur cette figure, le constat général est identique que

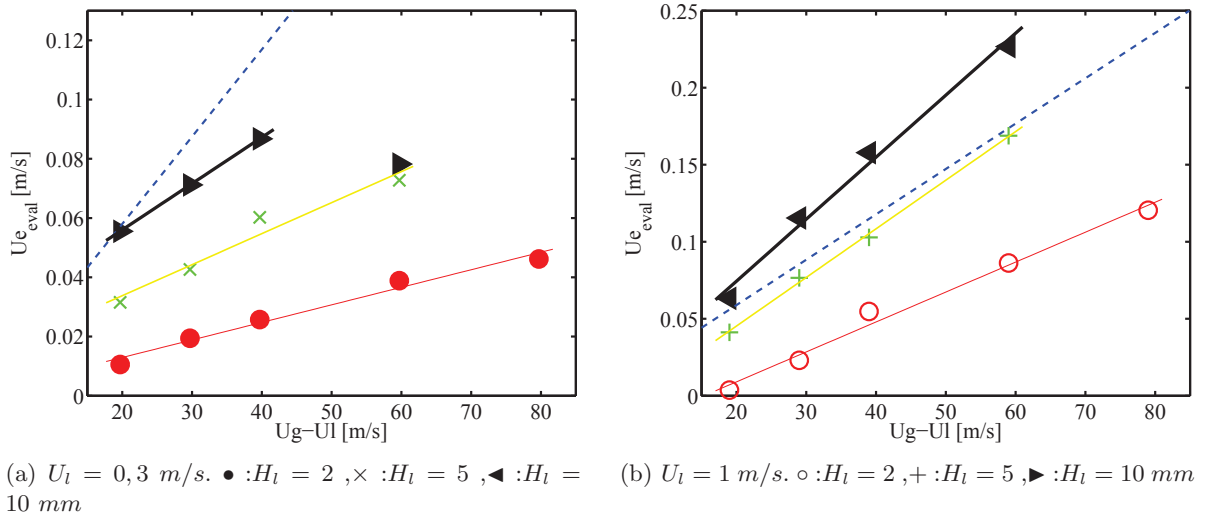


FIGURE 6.5 – Vitesse d'entraînement des gouttes évalué par L en fonction de $U_g - U_l$ sur la configuration $N^\circ 3$ pour $U_l = 0,3$ et 1 m/s . La ligne en pointillés correspond au modèle théorique

pour la figure 6.4. Les préfacteurs Pref_{U_e} évoluent significativement avec H_l et U_l . Ils diminuent avec H_l et U_l comme le montrent les données reportées dans le tableau 6.1.

Discussion sur les valeurs de C en fonction de α Dans le tableau 6.1 nous notons les valeurs de Pref_M et Pref_{U_e} en fonction de U_l et H_l . Nous cherchons à exploiter les valeurs du coefficient d'entraînement C déduites des deux méthodes d'ajustement des préfacteurs sur les valeurs de L_{dard} . Nos mesures sont comparées avec la valeur expérimentale $C = 0,25$ déterminée par Rehab 1997 [113]. Lorsque H_l diminue, C ou α peuvent évoluer, ce qui peut expliquer le changement de préfacteur.

Comme nous l'avons vu dans la section bibliographique 6.1, le modèle d'entraînement turbulent donne $\text{Pref}_M = 6$ pour $\alpha = 0,17$. Si nous regardons les résultats de la figure 6.4, seules les séries à $H_l = 10 \text{ mm}$ $U_l = 0,3 \text{ m/s}$ et $H_l = 5 \text{ mm}$ $U_l = 1 \text{ m/s}$ correspondent à cette valeur.

En comparant directement C avec la valeur expérimentale de 0.25, nous remarquons que les préfacteurs Pref_M et Pref_{U_e} ne donnent pas les mêmes valeurs. Les C obtenus par Pref_M par rapport à Pref_{U_e} sont en moyenne plus grands pour $U_l = 0,3 \text{ m/s}$ alors qu'ils sont plus petits pour $U_l = 1 \text{ mm}$. Cette différence montre que la régression linéaire sur $M^{n=-1/2}$ dans la figure 6.4 ne permet pas de faire évoluer le facteur $-1/2$ ce qui entraîne des valeurs de C ajustées finalement seulement sur une

Motif figure 6.4	●	+	◁	○	×	▷	*
$U_l[m/s]$	0,3	0,3	0,3	1	1	1	0,8
$H_l[mm]$	2	5	10	2	5	10	10
$\text{Pref}_M = \frac{1}{2\alpha\sqrt{C}}$	24	12	6	12	6	4,5	4,5
$\text{Pref}_{Ue} = \alpha\sqrt{C\frac{\rho_g}{\rho_l}}$	6e-4	0,001	0,0016	0,0019	0,0032	0,0040	
$\alpha = 0,17$							
$C = f(\text{Pref}_M)$	0,015	0,06	0,24	0,06	0,24	0,42	0,42
$C = f(\text{Pref}_{Ue})$	0,01	0,031	0,07	0,109	0,287	0,46	
$\alpha = 0,35$							
$C = f(\text{Pref}_M)$	0,0035	0,014	0,057	0,0142	0,0567	0,1	0,1
$C = f(\text{Pref}_{Ue})$	0,0024	0,0075	0,0166	0,0257	0,0678	0,11	

TABLE 6.1 – Valeurs du coefficient d'entraînement C en fonction des préfacteurs Pref_M et Pref_{Ue} pour deux valeurs du coefficient de fluctuation turbulente α . Les Préfacteurs sont évalués à partir des figures 6.4 et 6.5.

ordonnée à l'origine dans une échelle logarithmique. Par sa construction la seconde méthode semble plus adéquate puisque le calcul de C provient directement de la mesure de Ue et de sa dépendance avec U_l et U_g .

Nous testons une autre valeur de α , pour voir si C diminue vers les valeurs théoriques attendues. Descamps 2008 a montré que le coefficient de fluctuation turbulente dans notre milieu diphasique peut monter jusqu'à $\alpha = 0,35$. En utilisant cette valeur, C diminue fortement et seule la série à $H_l = 10 \text{ mm}$ et $U_l = 1 \text{ m/s}$ se rapproche du $C = 0,25$ expérimental quelle que soit la méthode d'ajustement. La valeur de $\alpha = 0,17$ semble donc mieux correspondre à nos études.

Quelle que soit la méthode d'ajustement, en fixant α à 0,17, C diminue avec H_l . Avec l'estimation par Pref_{Ue} le rapport $C(H_l = 10 \text{ mm})/C(H_l = 2 \text{ mm})$ vaut 7 à $U_l = 0,3 \text{ m/s}$ et vaut 4 à $U_l = 1 \text{ m/s}$. Dans la section 4.3 du chapitre *Résolution spatio-temporelle de l'instabilité de cisaillement*, nous avons vu que la transition de comportement en fréquence de l'instabilité de cisaillement apparaît pour $H_l < 4 \text{ mm}$. Nous pouvons considérer qu'à $H_l = 2 \text{ mm}$, l'écoulement est dans un régime de film mince où l'influence de la semelle n'est plus négligeable. Les interactions entre le liquide et cette paroi ralentissent l'entraînement en demandant plus d'énergie au gaz pour entraîner le film et éventuellement arracher les gouttes. Ce changement de comportement global du film épais vers le film mince explique la chute de C avec H_l .

La forte diminution de C avec H_l explique aussi les difficultés que nous avons rencontrées pour mesurer L à des H_l inférieurs à 2 mm . Si l'entraînement diminue avec H_l alors la part de liquide non atomisé peut augmenter. Nous devons donc mesurer l'épaisseur de film liquide résultant après le dard liquide e_{film} afin de quantifier la part de fraction liquide qui n'est pas entraînée par le gaz. Cette mesure de e_{film} va nous permettre de trouver une valeur de C et L par interpolation pour les points où cette mesure est difficilement réalisable à $H_l = 1 \text{ mm}$ et $0,5 \text{ mm}$.

C diminue aussi avec U_l . Avec l'estimation par Pref_{Ue} le rapport $C(U_l = 1 \text{ m/s})/C(U_l = 0,3 \text{ m/s})$ vaut 6,5 à $H_l = 10 \text{ m/s}$ et vaut 11 à $H_l = 2 \text{ m/s}$. Cette influence de U_l peut se rapprocher du constat précédent. A fort U_l par rapport à faible U_l l'entraînement du liquide est facilité par l'énergie cinétique déjà présente dans le liquide.

6.3.2 Mesures de l'épaisseur de film liquide résultant e_{film}

La technique de mesure décrite dans la section 6.2 est utilisée pour mesurer e_{film} . Les résultats de la technique par luminescence induite (LIF) ne servent qu'à confirmer les mesures par balayage de taux de vide en sonde optique.

Les figures 6.6 montrent l'épaisseur de film liquide résultant e_{film} en fonction de U_g , sur la semelle à

une distance de $5 H_g$. Cet emplacement se situe à la fin du cône potentiel gaz. e_{film} est adimensionné par H_l afin de visualiser facilement la différence de proportion de liquide non atomisé sur tous les H_l . La figure de gauche correspond à une vitesse liquide de $0,3 \text{ m/s}$ et celle de droite à 1 m/s .

Certains points à faible U_g ont un rapport e_{film}/H_l supérieur à 1 qui peuvent correspondre à

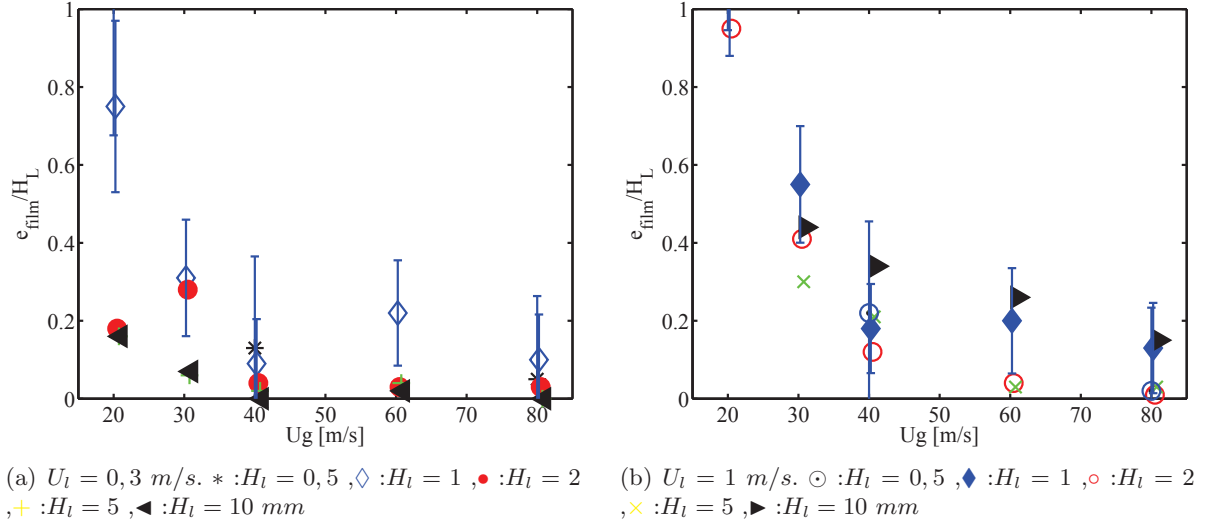


FIGURE 6.6 – Variation de l'épaisseur de film liquide résultante e_{film} après atomisation primaire adimensionné par H_l en fonction de U_g à une distance de $10 H_g$.

la présence d'un ressaut hydraulique. Lors de la qualification de l'expérimentation, aucun ressaut hydraulique n'est apparu dans notre zone d'étude. Ces rapports supérieurs à 1 n'ont donc pas de réalité physique. Il s'agit d'un problème de mesure lié au mouillage par effet capillaire de la tête de sonde. La sonde étant presque parallèle à l'écoulement, un ménisque d'eau se crée sur la tête de sonde, alors que celle-ci est au dessus de la surface liquide. Pour ces points, l'interface au niveau du point de mesure est peu perturbée. Il n'y a pratiquement aucune formation de gouttes. Le profil de taux de vide sur ces points est extrêmement plat ce qui rend la mesure plus incertaine. Nous considérons que pour les points qui donnent des mesures supérieures à 1, $e_{film}/H_l = 1$. Ils sont exclus de la figure 6.6. L'épaisseur liquide du film résultant diminue lorsque U_g augmente quel que soit U_l . Cependant plus H_l est faible et plus e_{film}/H_l est grand en moyenne.

La proximité de la paroi solide rend l'atomisation plus difficile puisque e_{film} augmente en moyenne lorsque H_l diminue. Ce constat rejoint les conclusions de Lalo 2006 [76] qui note un retard spatial dans les phénomènes d'atomisation pour des mesures sur un film liquide de $300 \mu\text{m}$.

Cas de la configuration initiale à $H_l = 10 \text{ mm}$ motifs \triangleleft et \triangleright

Pour U_l le plus faible, figure 6.6(a), nous constatons un "assèchement" de la paroi solide à partir de 40 m/s et une valeur maximale $e_{film} = 2 \text{ mm}$ à 20 m/s ce qui correspond à $1/5$ ème de H_l . Par "assèchement" nous considérons que l'épaisseur est en dessous de notre résolution minimale de mesure spatiale soit une graduation de micromètre ($50 \mu\text{m}$). Pour $U_l = 1 \text{ m/s}$, figure 6.6(b), l'ensemble des données est décalé vers des e_{films} plus importants avec une absence d'assèchement pour les $U_g > 40 \text{ m/s}$. Au maximum nous relevons $e_{film} = 5 \text{ mm}$. Cette augmentation est imputable au fait que la longueur intacte est supérieure à $5 H_g$ pour $U_g \leq 40 \text{ m/s}$. Ce décalage entre les séries montre clairement que l'influence de U_l n'est pas du tout négligeable.

e_{film} correspond à tout le liquide qui n'a pas été atomisé à la fin du cône potentiel gaz et ce déficit d'atomisation apparaît lorsque L devient grand et M devient petit. e_{film} devient important lorsque U_l augmente. En traçant e_{film} en fonction de M aucune corrélation évidente ne semble apparaître à la différence de la corrélation entre L et M de la figure 6.4.

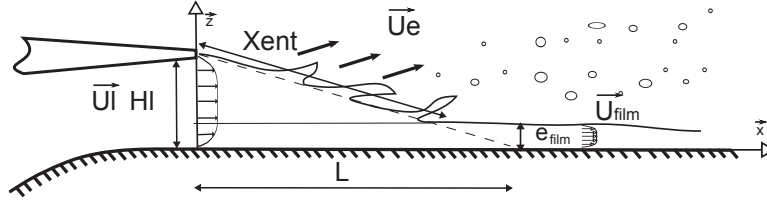


FIGURE 6.7 – Illustration de l'ajout de e_{film} avec une vitesse U_{film} dans le modèle d'entraînement turbulent.

6.3.3 Prise en compte de e_{film} dans l'estimation de U_e

Nous cherchons à évaluer le flux de goutte et le coefficient d'entraînement C pour les cas où le dard liquide n'est pas mesurable, soit $H_l < 2 \text{ mm}$. Nous devons donc mesurer U_e en utilisant e_{film} . Le schéma 6.7 illustre comment le modèle d'entraînement turbulent doit être modifié pour prendre en compte e_{film} .

L'équation originale 6.1 qui permet de trouver U_e en fonction de L doit être modifiée. La présence de film liquide réduit la surface où le liquide est entraîné. Cette surface $(L^2 + H_l^2) \times l_{canal}$ devient $X_{ent.} \times l_{canal}$ ou $X_{ent.}$ est déduit par le théorème de Thalès :

$$X_{ent} = \frac{\sqrt{L^2 + H_l^2}}{H_l} (H_l - e_{film}) \quad (6.5)$$

Le débit entrant est évalué par $U_l H_l l_{canal}$ en fonction de U_g . Il n'y a évidemment aucune nouvelle hypothèse sur le débit entrant, en revanche pour le débit sortant, nous considérons un profil hyperbolique entre la vitesse nulle à la paroi solide et la surface libre du film entraînée à la vitesse convective des vagues de l'instabilité de cisaillement. Cette hypothèse de profil de vitesse liquide est régulièrement utilisée dans les analyses de stabilité de films. En intégrant ce profil sur e_{film} nous estimons le débit sortant par le produit $3/2 e_{film} U_{film} l_{canal}$, où U_{film} désigne la vitesse maximale du film. Nous obtenons la vitesse d'entraînement U_e en modifiant l'équation 6.1 :

$$U_e = H_l U_l - 3/2 e_{film} U_{film} \cdot \frac{1}{X_{ent}} \quad (6.6)$$

Hypothèse $U_{film} = U_e$.

Nous commençons par poser l'hypothèse que la vitesse du film est identique à la vitesse de convection des vagues U_e . Avant de tracer U_e pour plusieurs H_l , nous contrôlons figure 6.8 la part de liquide atomisée par le gaz en proportion de la part injectée pour fiabiliser les mesures de U_e . Les points de mesures de la figure 6.6 qui ont des valeurs supérieures à 1 sont enlevés.

Les valeurs au dessus de 1 sont physiquement impossibles puisque elle stipulent qu'il y a plus de liquide en sortie qu'en entrée de système. Les deux points concernés correspondent encore à des cas où la vitesse gaz est très faible et où l'atomisation est presque inexistante. L'incertitude sur ces points suffit à justifier ce dépassement. Pour la suite l'entraînement pour ces points est ramené à 0.

Le reste des résultats est indépendant de la vitesse liquide, le rapport sortie/entrée diminue lorsque U_g augmente. A $U_l = 0,3 \text{ m/s}$ les résultats s'ordonnent suivant les H_l décroissants. Plus H_l diminue et plus le rapport sortie/entrée augmente. Ce rapport étant très faible au delà de $U_g = 40 \text{ m/s}$. Pour $U_l = 1 \text{ m/s}$ les séries s'ordonnent moins bien car les résultats pour $H_l = 10 \text{ mm}$ se retrouvent au dessus de ceux pour $H_l = 1 \text{ mm}$.

Connaissant ces restrictions, nous traçons figure 6.9 l'entraînement U_e modifié par e_{film} en fonction de $U_g - U_l$ comme pour la figure 6.5 :

Sur l'ensemble des mesures et indépendamment de U_l , les U_e baissent lorsque e_{film} est pris en compte. Les tendances linéaires de U_e avec $U_g - U_l$ sont toujours observées à l'exception de la série $H_l = 10 \text{ mm}$ pour $U_l = 1 \text{ m/s}$. L'ajout de e_{film} influe sur la pente de ces tendances et donc sur C . Le tableau 6.2

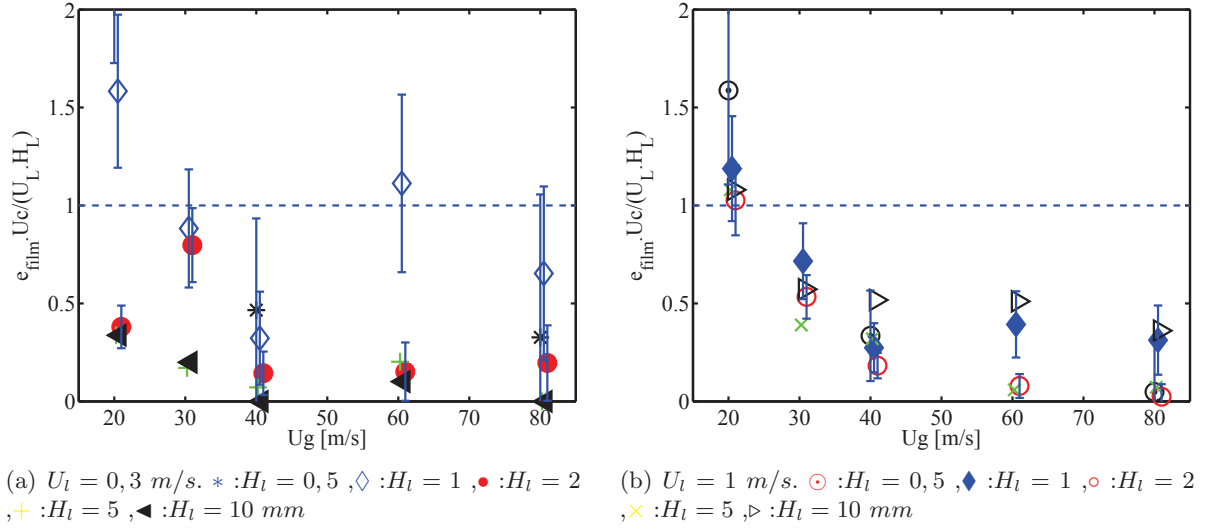


FIGURE 6.8 – Rapport du débit volumique non atomisé estimé par l'épaisseur de film liquide sur le débit volumique injecté $e_{film} \cdot U_c / (U_l \cdot H_l)$ en fonction de U_g .

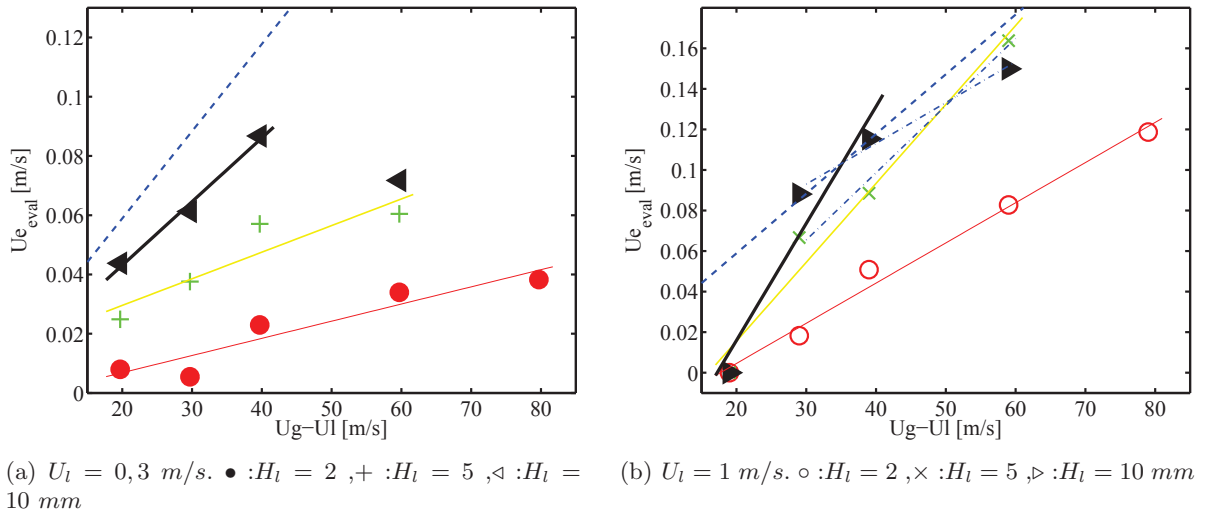


FIGURE 6.9 – Flux volumique de gouttes évalué par e_{film} et L en fonction de $U_g - U_l$ sur la configuration $N^\circ 3$ pour $U_l = 0,3 \text{ m/s}$ et 1 m/s avec $U_{film} = U_c$. Ligne pointillé : modèle théorique $\alpha = 0.17$, $C = 0.25$ et $e_{film} = 0$.

montre la différence entre les C mesurés sur la figure 6.5 et sur la figure 6.9.

La prise en compte de e_{film} ne change pas sensiblement les résultats notamment pour les plus petits

Motif figure 6.4	●	+	<	○	×	▷
$U_l[m/s]$	0,3	0,3	0,3	1	1	1
$H_l[mm]$	2	5	10	2	5	10
$Pref_{U_e}$	24	12	6	12	6	4,5
$C = f(M)$ fig.6.4	0,015	0,06	0,24	0,06	0,24	0,42
$C_{init} = f(Pref_{U_e})$ sans e_{film}	0,01	0,031	0,07	0,109	0,287	0,46
$C_{film} = f(Pref_{U_e})$ avec e_{film} et $U_{film} = U_c$	0,0097	0,023	0,13	0,11	0,43	0,96
C_{init}/C_{film}	1,03	1,35	0,54	0,99	0,67	0,48
$C_{film} = f(Pref_{U_e})$ avec e_{film} et $U_{film} = U_l$	0,0095	0,03	0,055	0,078	0,22	0,36
C_{init}/C_{film}	1,052	1,033	1,27	1,39	1,30	1,28

TABLE 6.2 – Coefficient d'entraînement turbulent C mesuré avec et sans la prise en compte de e_{film} . $C = (\frac{Pref_{U_e}}{\alpha})^2 \frac{\rho}{\rho_g}$. Débit du film égal à $3/2 e_{film} U_{film} l_{canal}$ avec $U_{film} = U_c$ ou $U_{film} = U_l$. $\alpha = 0,17$.

H_l . Le rapport maximal entre les deux mesures n'excède pas 1,3 pour $H_l \leq 5 mm$. En revanche pour $H_l = 10 mm$ à $U_l = 0,3 m/s$ et $U_l = 1 m/s$ ce rapport est d'environ 0,5. En prenant en considération le film liquide, nous avons un entraînement évalué plus grand. Si nous comparons directement les figures 6.8 et 6.9 de droite, soit $U_l = 1 m/s$, nous remarquons que les changements de tendance en fonction de $U_g - U_l$ sont imputables principalement aux valeurs nulles de U_e à $U_g = 20 m/s$. En faisant abstraction de ces points à $U_g = 20 m/s$ sur la figure 6.9, ligne mixte, nous retrouvons approximativement les mêmes tendances que sur la figure 6.8.

Hypothèse $U_{film} = U_l$.

Nous avons posé comme hypothèse que la vitesse du film liquide résultant U_{film} est celle de la vitesse de convection des vagues U_c . Nous testons ici une autre hypothèse : $U_{film} = U_l$. Nous considérons que le film liquide n'a subi aucune accélération et garde sa vitesse d'injection U_l . Le profil parabolique du film est maintenu. La figure 6.10 est tracée de la même manière que la figure 6.9 et les tendances de chaque série sont reportées dans le tableau 6.2. Nous ne prenons pas en compte les points à $U_g = 20 m/s$ où l'entraînement est presque nul.

Discusion sur la prise en compte de e_{film}

D'une manière générale et quelle que soit l'hypothèse sur U_{film} , nous obtenons un entraînement plus grand par rapport au modèle initial lorsque le film liquide est pris en compte. A $U_l = 0,3 m/s$, la prise en compte de e_{film} dans le modèle d'entraînement turbulent ne change pas fondamentalement l'évaluation de C puisque l'écart absolu entre C_{init} et C_{film} reste faible même si l'écart relatif peut atteindre 50%. Ces mêmes écarts sont bien plus importants à $U_l = 1 m/s$. La figure 6.11 montre les différences entre ces deux séries.

Aucun changement majeur dans les valeurs mesurées n'apparaît avec le changement d'hypothèse. Les valeurs du flux estimées augmentent pour les deux U_l notamment pour la série à $U_l = 1 m/s$. Avec cette hypothèse, le rapport C_{init}/C_{film} semble plus constant et reste plus grand qu'avec l'hypothèse $U_{film} = U_c$. Les écarts entre les deux hypothèses sont les plus importants à $H_l = 10 mm$ où le rapport entre les C_{film} de chaque hypothèse est supérieur à 2. En comparant en détail les figures 6.9 et 6.10 nous relevons que l'évaluation de C_{film} pour $H_l = 10 mm$ est fortement conditionnée par la prise en compte des points à $U_g = 20 m/s$ mais aussi des points à $U_g = 60 m/s$. U_l est toujours inférieurs à U_c . L'écart entre U_l et U_c augmente avec U_g . Le débit liquide non atomisé doit donc diminuer si nous prenons l'hypothèse $U_{film} = U_l$ par rapport à l'hypothèse $U_{film} = U_c$. Cette diminution augmente avec

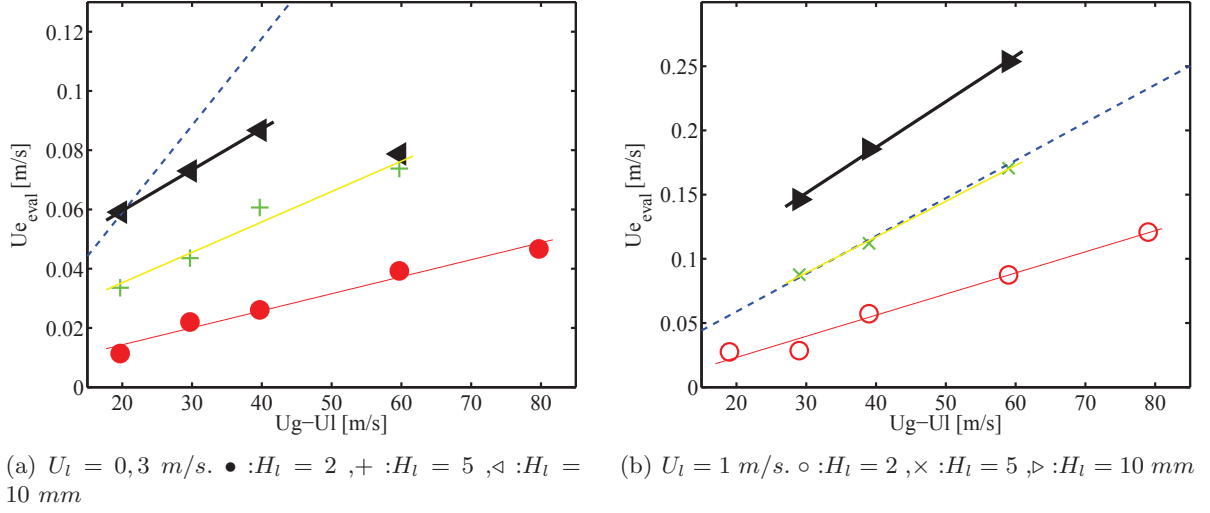


FIGURE 6.10 – Flux volumique de gouttes évalué par e_{film} et L en fonction de $U_g - U_l$ sur la configuration N°3 pour $U_l = 0,3 \text{ m/s}$ et 1 m/s avec $U_{film} = U_l$. Ligne pointillé : modèle théorique $\alpha = 0.17$, $C = 0.25$ et $e_{film} = 0$.

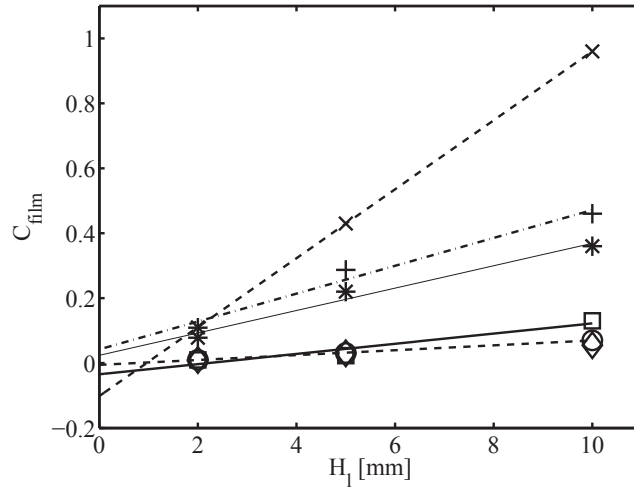


FIGURE 6.11 – Coefficient d'entraînement turbulent C_{film} en fonction de H_l pour deux U_l . \square , \circ et \diamond : $U_l = 0,3 \text{ m/s}$; \times , $+$ et $*$: $U_l = 1 \text{ m/s}$. \circ et $+$: $e_{film} = 0$; \times et \square : $U_{film} = U_c$; $*$ et \diamond : $U_{film} = U_l$. Les lignes sont des interpolations linéaires.

U_g . La diminution du débit non atomisé, conduit à un meilleur entraînement donc avec l'hypothèse $U_{film} = U_l$ nous avons des U_e plus importants mais qui augmentent moins avec U_g . Les coefficients C évalués sur ces variations sont donc moins grands avec l'hypothèse $U_{film} = U_l$. Les deux hypothèses correspondent vraisemblablement aux maximums et minimums de U_{film} envisageable. Nous venons de voir que le coefficient C peut varier de plus de 200% suivant l'hypothèse sur U_{film} choisie. Il est donc primordial de mesurer cette vitesse.

6.3.4 Tendence du coefficient d'entraînement en fonction de H_l

La figure 6.11 donne le coefficient C en fonction de H_l d'après les données du tableau 6.2. Cette figure montre deux points essentiels :

- Le coefficient d'entraînement baisse lorsque H_l diminue quelle que soit l'hypothèse choisie pour U_{film} . Cette diminution est plus forte pour les grandes vitesses liquides.
- A $H_l = 10 \text{ mm}$ la limite de l'entraînement n'est pas atteinte.

L'entraînement turbulent est donc limité par la surface de préfilming. Lorsque l'épaisseur liquide augmente vers les grands H_l , nous devrions atteindre une limite d'entraînement puisque la quantité de liquide arraché par le gaz dépend de l'énergie cinétique du gaz qui est fixée par les conditions d'injection. En regardant l'alignement des points avec les courbes de tendance, nous pouvons regarder si un infléchissement de C avec $H_l > 10 \text{ mm}$ apparaît afin de donner un C_{max} pour les grands H_l . Comme nous disposons uniquement de trois points par série, nous regardons seulement si la pente pour $5 > H_l > 10 \text{ mm}$ est inférieure à la pente pour $2 > H_l > 5 \text{ mm}$. Pour les deux vitesses liquides, la variation de pente reste faible mais nous constatons un infléchissement. Nous manquons d'une hypothèse sur l'évolution de C avec H_l pour interpoler les résultats à $H_l > 10 \text{ mm}$, par défaut nous utilisons une régression linéaire. Une rapide étude avec une interpolation en $a.H_l^2 + b$ montre que nous atteignons un maximum à $H_l \approx 13 \text{ mm}$ et 19 mm respectivement pour $U_l = 1 \text{ m/s}$ et $0,3 \text{ m/s}$. Du côté des $H_l < 2 \text{ mm}$, l'évolution de C montre que l'entraînement pourrait disparaître pour $H_l = 1 \text{ mm}$. L'extrapolation pour les films fins reste très liée aux hypothèses sur la vitesse du film liquide.

Cette limite d'entraînement sera évaluée à partir du flux volumique de goutte J_l dans le chapitre 7. J_l est équivalent à U_e . Pour les mesures de J_l à $H_l < 2 \text{ mm}$, nous devons nous attendre à des valeurs très basses, ce qui nécessite d'ajuster le temps de mesure.

6.4 Conclusion sur l'effet de H_l et U_l sur L_{dard} , e_{film} et C .

Dans ce chapitre, nous avons réalisé des mesures complémentaires de la longueur liquide intacte L_{dard} pour une épaisseur liquide H_l variant entre 10 mm et 2 mm . Il en ressort que la dépendance prédite par le modèle d'entraînement turbulent de L_{dard} avec $M^{-1/2}$ est toujours valable lorsque H_l diminue. Cependant les valeurs de L_{dard} changent en fonction des paramètres H_l et U_l . Lorsque H_l diminue, la longueur de dard augmente et cet effet est plus sensible aux variations de U_l . Ce résultat sur la structure de l'écoulement est la conséquence d'un entraînement moins efficace qu'attendu lorsque H_l diminue. Traduit en terme de coefficient d'entraînement C du modèle phénoménologique, le rapport entre $H_l = 10 \text{ mm}$ et $H_l = 2 \text{ mm}$ donne une valeur de 7 en moyenne comme le montre le tableau 6.1. Ce constat reste identique lorsque l'épaisseur de film liquide résultant après atomisation est prise en compte. L'efficacité, en terme de flux de gouttes, de l'épluchage du liquide semble donc être proportionnelle à H_l . Le faible nombre de points dont nous disposons, ne nous permettent pas de conclure fermement sur les valeurs de C lorsque H_l tend vers l'infini ou zéro. Nos résultats montrent tout de même un infléchissement de l'augmentation de C pour les plus grands H_l et une fin de l'entraînement à $H_l = 1 \text{ mm}$. Une étude du flux par sonde optique est nécessaire pour évaluer le flux de gouttes pour les plus petits H_l .

Discussions sur le choix de point de mesure de granulométrie L'ensemble des mesures que nous avons réalisées dans ce chapitre ont aussi pour objectif de valider la position du point de mesure des caractéristiques du spray. Les précédentes études de Hong et Ben Rayana pour le point de fonctionnement à $M = 16$ sont réalisées à une position de référence commune. La sonde est alignée verticalement sur le couteau de séparation des phases et horizontalement à la côte $x = L$. Ces auteurs posent comme hypothèse qu'à cette position, l'atomisation primaire est terminée. L'intérêt de cette position commune à toutes les séries est de pouvoir comparer à la même position relative les caractéristiques du spray puisque nous savons qu'il existe des variations spatiales très fortes de celle-ci. A $M = 16$ nos mesures montrent qu'il y a presque systématiquement assèchement de la paroi solide excepté pour les plus faibles U_g . Les mesures de L de Raynal montrent que pour un M fixe il y a tout de même une variation de L qui est faible à fort M mais devient non négligeable à faible M . Partant de ce constat et dans le cadre de nos mesures nous devons mettre des restrictions sur cette position de mesure.

- Lorsque H_l diminue, le rapport entre e_{film} et H_l devient grand, la position verticale de la sonde est donc relativement plus proche de la partie 100% liquide. Cette proximité risque de fausser les statistiques de gouttes par la détection de vagues.
- Lorsque M devient faible, la position $x = L$ peut ne pas être assez éloignée de l'injection pour les plus faibles U_g et U_l ce qui peut générer les mêmes problèmes qu'à faible H_l

Pour éviter de fausser nos mesures de granulométrie nous devons nous éloigner de l'injection et de la paroi lorsque H_l diminue. En éloignant les positions de mesures, nous n'avons plus la même référence que pour les forts M et les comparaisons deviennent complexes. Pour pallier ce problème il est donc nécessaire d'utiliser plusieurs positions de mesure pour chaque point de fonctionnement afin d'avoir un ordre de grandeur des gradients spatiaux de chaque quantité. Dans le chapitre 7 nous verrons comment les mesures sont affectées pour des valeurs de $H_l < 10 \text{ mm}$.

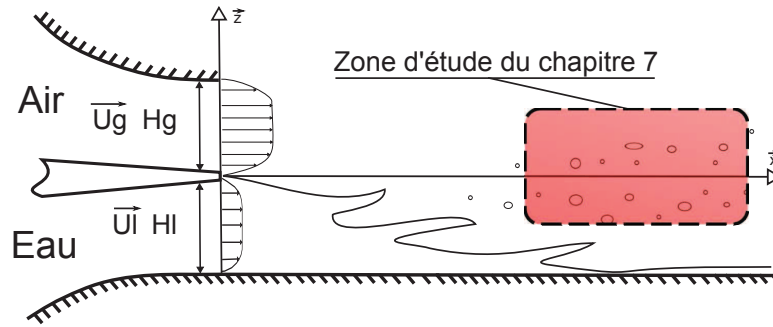


FIGURE 7.1 – Illustration de la zone d'étude du chapitre 7

Chapitre 7

Étude de la granulométrie du spray

Dans les chapitres précédents, nous avons étudié l'entrée de la zone d'injection via les instabilités hydrodynamiques, et la structure globale de l'écoulement. Dans ce chapitre, nous étudions la sortie de cette même zone d'injection : le spray. Nous regardons plus particulièrement l'influence des vitesses phasiques U_g et U_l ainsi que du rapport des pressions dynamiques M et de l'épaisseur liquide H_l sur la granulométrie et les flux volumiques locaux de gouttes. On entend par granulométrie l'étude de la distribution statistique des tailles d'une collection d'éléments. Dans notre cas ces éléments sont des gouttes d'eau. Après avoir fait la synthèse des mesures existantes sur notre installation ainsi qu'un bilan des mécanismes de fragmentation référencés dans la littérature, nous étudions en détail la technique de mesure de taille de goutte par sonde optique. Nous discutons ensuite les effets des vitesses phasiques, de M , puis de H_l sur la production du spray par l'étude des distributions de gouttes et de quelques moments.

7.1 Étude Bibliographique de la granulométrie de spray

Cette étude bibliographique se divise en deux parties. Nous regardons les modèles théoriques de fragmentation et les lois de distributions statistiques de taille qui en découlent. Ensuite nous nous focalisons sur les résultats des précédents auteurs sur les bancs d'atomisation du LEGI en résumant les modèles de déstabilisation transverses à l'origine de la fragmentation et les données de taille de gouttes. Nous regarderons dans la section 4.2 du chapitre suivant les publications qui correspondent à des expérimentations où les films étudiés sont minces. Nous nous concentrons ici sur les expérimentations où la phase liquide reste épaisse, supérieure au mm .

7.1.1 Différents modèles de fragmentation

La fragmentation désigne l'opération qui subdivise en plusieurs parts un ensemble originel. Les théories de fragmentation ne sont pas uniquement liées aux fluides. Comme le décrit Villermux

2007 [125] pour le cas des liquides en présence de fortes vitesses, la fragmentation a lieu lorsque les forces inertielles dépassent les forces capillaires. Les problèmes de fragmentation sont donc souvent caractérisés par un nombre de Weber calculé sur les dimensions de l'élément initial fragmenté L_0 . Quelle que soit la forme de l'atomiseur qui génère la fragmentation, dans le cas des liquides, les parties élémentaires recouvrent toujours la forme d'une goutte de diamètre d . Ces diamètres sont distribués suivant une densité de distribution $p(d)$ sur des plages de valeurs qui dépendent du mécanisme de fragmentation. Un élément commun à toutes ces distributions est une décroissance exponentielle globale avec un ou plusieurs paramètres :

$$p(d) \propto e^{-\frac{d}{L_0}} \quad (7.1)$$

Les distributions que nous allons voir correspondent à des modèles qui décrivent la fragmentation en un lieu particulier de l'espace. Dans notre cas, ce lieu est le sommet de chaque vague. Ces distributions sont des représentations de l'atomisation primaire dans un référentiel mobile par rapport à l'injecteur. Si nous cherchons à construire un modèle prédictif de la distribution de taille de diamètre en un point de l'espace, nous adoptons un repère fixe par rapport à ce même injecteur. Les gouttes produites par l'atomisation primaire sont ensuite soumises au courant gazeux qui agit différemment suivant la taille des éléments entraînés, ce qui modifie la distribution initiale. L'action du courant gazeux produit éventuellement des brisures secondaires ou de la coalescence entre les gouttes issues de vagues différentes ou successives. L'ensemble de ces mécanismes rendent la création du modèle prédictif complexe. La recherche de ce modèle d'atomisation complet nécessite donc un grand nombre d'expérimentations et de sous modèles. L'agrégation de ces sous modèles peut aussi présenter des difficultés méthodologiques. Dans ce contexte, nous limitons cette bibliographie aux mécanismes d'atomisation primaire.

Modèle du maximum d'entropie

Le modèle du maximum d'entropie pose l'hypothèse initiale que la fragmentation des gouttes se fait en une seule étape de manière complètement aléatoire. Ce modèle est construit de la même manière que les modèles probabilistes de la théorie cinétique des gaz. Une goutte initiale peut être divisée en k briques élémentaires qui représentent l'échelle microscopique de la goutte dont la taille dépend du Weber. Lors de la fragmentation d'une goutte mère initiale en N gouttes filles, l'ensemble des briques élémentaires K se répartissent dans les N gouttes filles. En dénombrant les possibilités de répartition des k briques dans N et en posant les lois de conservation de masse, nous obtenons la distribution de Poisson :

$$P(k) = \frac{\langle k \rangle^k}{k!} e^{-\langle k \rangle} \quad (7.2)$$

D'après Longuet-Higgins 1992 [79], si un élément se fragmente en m sous-parties cette distribution se transforme en :

$$P(x) = m e^{-mx} \quad \text{pour } m \gg 1 \quad (7.3)$$

En remplaçant x par le diamètre des gouttes, nous pouvons appliquer ce modèle dans le cas des sprays. Ce modèle est souvent mis à l'écart puisque l'hypothèse d'un processus de brisure aléatoire ne correspond pas aux observations courantes.

La cascade de fragmentation

Le modèle le plus commun est celui de la fragmentation en cascade mis en avant par Kolmogorov 1941 [74]. Ce modèle est souvent exploité dans le domaine de la turbulence avec le processus de cascade d'énergie. La division des grands tourbillons en tourbillons plus petits permet un transfert d'énergie des grandes échelles vers les petites échelles. Ce modèle est aussi couramment utilisé pour décrire la répartition en masse de grains solides issus du concassage de minerais comme l'illustre l'étude de Cheng et al. 1990 [32]. Cet auteur montre qu'avec une hypothèse d'une fragmentation homogène les

distributions de tailles restent descriptibles par la distribution log-normale. Contrairement aux grains de minerai qui ne peuvent pas s'agréger avec leur énergie cinétique seule, les particules d'eau peuvent coalescer. Même si nous considérons que la coalescence fait partie de l'atomisation secondaires et n'entre pas en compte dans la formation initiale du spray, cet effet de coalescence limite la portée du modèle simple de fragmentation pour les liquides.

Dans le cas des sprays de gouttes, la cascade de fragmentation est un enchainement d'évènements de division en plusieurs parties des gouttes. L'élément de départ se subdivise en sous éléments qui eux mêmes vont se diviser et ainsi de suite jusqu'à l'obtention d'une taille minimale. La division à chaque étape dépend du coefficient de fragmentation α_i . Ces n subdivisions vont toujours dans le sens des petites tailles. En considérant que la répartition en volume lors d'une fragmentation élémentaire est aléatoire, α_i et dus à une multitude de paramètres indépendants, nous trouvons le volume v_n d'une goutte n à partir du volume initial v_0 de la première goutte :

$$v_n = v_0 \prod_{i=0}^{n-1} \alpha_i \quad (7.4)$$

En transformant ce produit en somme par un logarithme nous obtenons :

$$\ln \frac{v_n}{v_0} = \sum_{i=0}^{n-1} \ln \alpha_i \quad (7.5)$$

Le théorème central limite de Laplace en 1809 établit la convergence de la somme d'une suite de variables aléatoires vers la loi normale. En appliquant ce théorème à la variable $\ln \frac{v_n}{v_0}$, celle ci suit une loi normale d'espérance μ et de variance σ^2 . En gardant comme variable d'étude $x = \frac{v_n}{v_0}$, nous obtenons que cette variable suit la loi log normale :

$$P(x; \mu, \sigma) = \frac{1}{x\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\ln(x) - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (7.6)$$

L'espérance de cette loi est $E(\frac{v_n}{v_0}) = e^{\mu+\sigma^2/2}$ et sa variance $Var(\frac{v_n}{v_0}) = (e^{\sigma^2} - 1)e^{2\mu+\sigma^2}$. Cette loi repose sur l'hypothèse que le mécanisme de fragmentation est identique et aléatoire à chaque étape. La distribution spatiale des fragments n'est pas prise en compte.

Lensu 1997 se penche sur les limites de ce modèle de fragmentation. Il développe une théorie qui différencie les fragments entre eux en prenant en compte la distribution de fragments adjacents X et Y. En reprenant l'hypothèse que lors de la fragmentation les centres d'inertie des fragments restent confondus (variation spatiale nulle), son modèle montre que la solution de la distribution finale est bien une loi log-normale. En revanche, lorsque les distributions spatiales des fragments sont prises en compte, le modèle de fragmentation n'a plus la solution simple en log-normale. Seule une hypothèse sur la loi de fragmentation et la forme des fragments pourrait permettre de retrouver la loi initiale. Cette étude met en avant la complexité des mécanismes de fragmentation en cascade.

Le modèle que nous venons de voir concerne les distributions de volume de goutte. L'expérience de Boulesteix 2010 [20] dans un écoulement confiné annulaire montre que les distributions de diamètre de goutte suivent aussi cette distribution log-normale. Comment peut-on retrouver cette distribution sur les diamètres de gouttes alors que le modèle de fragmentation est exprimé pour les volumes de gouttes ?

Boulesteix remarque que les paramètres σ et $\ln(\bar{d})$ de cette loi peuvent aussi être corrélés aux classes de vitesses des gouttes. Les gouttes les plus rapides ont un \bar{d} plus petit que les gouttes les plus lentes. Ce constat montre la complexité des interactions de coalescence ou de fragmentation dans l'atomisation secondaire. Ses mesures sont réalisées à un point fixe de l'écoulement, loin de l'injection et de la surface du liquide. Il soulève donc le point important de la localisation spatiale des mesures. Pour cet auteur, la succession de mécanismes d'atomisation secondaire et la modification des distributions de l'atomisation primaire par le transport dans la phase rapide mène à une distribution log-normale représentative de phénomènes aléatoires.

Cette loi a une propriété intéressante par rapport à notre outil de mesure de granulométrie. Comme nous allons le voir à la section 7.2, le système de sonde optique que nous utilisons fournit une distribution jointe de corde et vitesse des gouttes du spray. Nous voulons obtenir les distributions de diamètre à partir des distributions de cordes. Cette transformation est définie équation 7.7. En utilisant cette transformation, Garnier 2002 [51] montre que, si les distributions de diamètre suivent une loi log-normale, $x = d/2$ dans l'équation 7.10, alors les distributions de cordes C suivent une loi en fonction erreur complémentaire :

$$P(C, \sigma, \mu) = \frac{C}{4 \exp[2(\ln C + \sigma^2)]} \operatorname{erfc} \left(\frac{\ln(\frac{C}{2}) - \mu}{\sqrt{2}\sigma} \right) \quad (7.7)$$

Connaissant cette distribution de corde il est possible d'en obtenir la moyenne \bar{d} et la variance des diamètres σ en fonction de la moyenne des cordes $\bar{C} = C_{10}$ et de la variance des cordes σ_c^2 :

$$\sigma^2 = \ln \left[\frac{8}{9} \left(\frac{\sigma_c^2 + \bar{C}^2}{\bar{C}^2} \right) \right] \quad (7.8)$$

$$\bar{d} = \ln \left(\frac{3\bar{C}}{4\sigma} \right) - \frac{5}{2}\sigma^2 \quad (7.9)$$

Cette transformation de la loi log-normale permet donc d'obtenir les informations sur les valeurs moyennes de diamètre, sans transformation des distributions de cordes.

Un problème de cette distribution théorique est qu'elle n'est pas bornée pour les grandes tailles, ce qui implique que la présence d'un fragment ou goutte de très grande taille devant la moyenne n'est pas totalement exclue, bien que très peu probable.

Pour remédier ce problème, Mugele et Evans 1951 [103] proposent une nouvelle distribution basée sur une distribution gaussienne où la quantité distribuée est $y = \ln \frac{ad}{d_{max}-d}$. Cette quantité introduit dans le modèle de fragmentation une valeur d_{max} , le paramètre a étant toujours lié au taux de fragmentation. Après application du théorème central limite adapté aux diamètres de fragment, la distribution finale en diamètre de goutte s'écrit :

$$P(d; d_{max}, \bar{d}, \sigma) = \frac{d_{max}}{\sqrt{2\pi}\sigma d(d_{max}-d)} \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma^2}\right) \quad \text{où} \quad z = \ln \frac{(d_{max}-\bar{d})d}{(d_{max}-d)\bar{d}} \quad (7.10)$$

Dans cette formulation, il y a trois paramètres. d_{max} rajoute donc un degré de liberté pour faire correspondre les modèles théoriques aux échantillons de mesure. Cette formulation plus complexe n'est cependant pas toujours plus précise que la loi log-normale classique comme le montre Al-Sarkhi et Hanratty 2002 [116] dans le cas d'un écoulement annulaire confiné.

Le découpage ligamentaire

La cascade de fragmentation est basée sur un mécanisme simple. Dans le cas de la formation d'un spray de gouttes et prenant en compte la diversité des géométries d'injection existantes, il est possible d'observer des mécanismes de formation de spray plus complexes. Sur le banc d'atomisation coaxial du Legi, Marmottant 2001 [85] met en avant l'existence de ligaments qui forment des gouttes en se brisant, figure 7.2 de droite. Cette figure est prise dans des conditions expérimentales favorables qui font ressortir ce mécanisme. Lorsque la vitesse gaz est augmentée, le phénomène est beaucoup plus difficile à percevoir puisque les temps capillaires caractéristiques deviennent vraiment petits et la structure du jet se complexifie. Pour caractériser en détail le mécanisme, Marmottant réalise une expérience d'élongation d'un ligament isolé. Il plonge un tube capillaire dans un liquide de tension de surface variable puis le déplace verticalement rapidement jusqu'à observer la brisure. Une analyse par vidéo capture les interfaces eau/gaz et permet de retrouver la surface projetée de chaque goutte formée. La figure 7.2 de gauche montre un exemple de distribution de taille obtenue. Marmottant

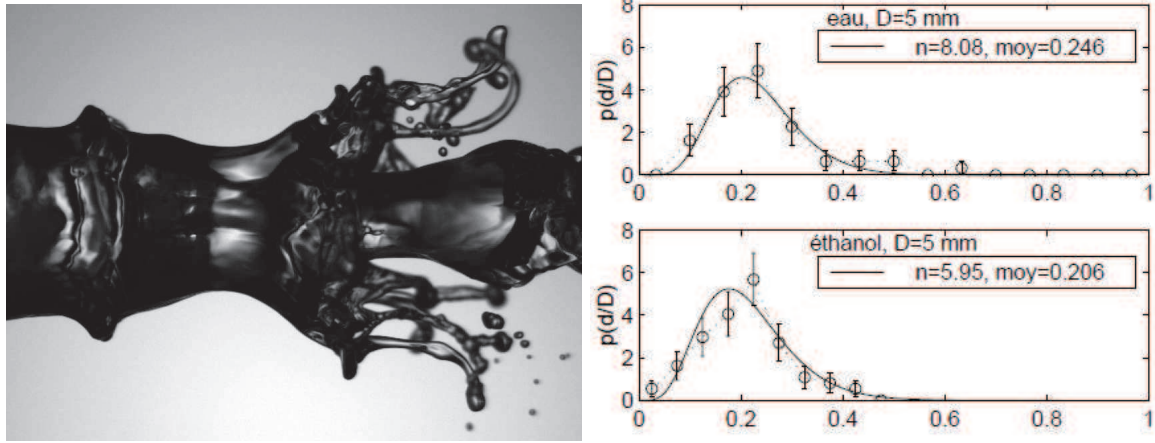


FIGURE 7.2 – Illustration de la formation de ligaments sur le banc d'atomisation coaxial à gauche et distribution de gouttes après brisure d'un ligament étiré par un tube capillaire d'après Marmottant 2001 [85]

construit aussi un modèle phénoménologique de cette brisure. Il pose d'abord l'hypothèse que la brisure se fait aléatoirement le long du ligament suivant un nombre m de brisures et que m est lui-même distribué. La distribution des tailles x pour m brisures s'écrit $p(x) = m(m-x)^{m-1}$ d'après Marmottant 2002 [86]. La distribution $p(m)$ du nombre de brisures m quant à elle dépend du taux de brisure par unité de longueur λ . Si le nombre de brisures suit un processus de Poisson, alors nous avons $p(m) = \frac{\lambda^m}{m!} e^{-\lambda}$ et le nombre de brisures moyen est $\langle m \rangle = \lambda$. Le produit de ces distributions donne la distribution des tailles des morceaux de ligaments x : $p(x) = \lambda e^{-\lambda x}$. v_0 est le volume initial du ligament. Cette distribution doit être ramenée au volume de gouttes par un changement de variable $v/v_0 = (d/d_0)^3$. Selon cette approche, la distribution finale de diamètres de gouttes est :

$$p(d/d_0) = 3(d/d_0)^2 \lambda e^{-\lambda(d/d_0)^3} \quad (7.11)$$

Marmottant trouve que cette distribution symétrique ne peut pas représenter les distributions observées. L'hypothèse initiale d'une brisure aléatoire instantanée de l'ensemble du ligament en une seule étape est remise en cause. La brisure se fait suivant un temps suffisamment long pour que des interactions aient lieu entre les gouttes avant la fin de la brisure. Le ligament, dont le diamètre du corps est ξ au moment de la brisure, se fragmente suivant des morceaux de longueur x dont la moyenne est \bar{x}_0 . La brisure initiale est supposée suivre le maximum d'entropie et les tailles issues de cette brisure suivent la distribution : $p_0(x) = \frac{1}{\bar{x}_0} e^{-x/\bar{x}_0}$. Lorsque deux gouttes interagissent, l'élément résultant est une goutte dont la taille dépend de la taille des deux autres. Cette interaction se traduit par une auto convolution de p_0 n fois, où n correspond au nombre de gouttes adjacentes qui interagissent. Dans le cas d'un ajustement au mieux sur les données expérimentales, il est possible d'ajuster seulement le paramètre n . Le résultat de cette convolution est une fonction gamma :

$$p_n(x/\bar{x}_0) = \frac{n^n}{\Gamma(n)} (x/\bar{x}_0)^{n-1} e^{-n(x/\bar{x}_0)} \quad (7.12)$$

Cette loi est valable pour un ligament de diamètre ξ . Par la suite Marmottant transpose cette distributions aux diamètres de gouttes, $x = d$ en constatant que la taille moyenne des gouttes est proche de ξ dans l'écoulement observé. Les lignes continues sur la figure 7.2 montrent comment la fonction gamma s'aligne bien avec la distribution de diamètre de goutte mesurée sur un ligament d'eau. Dans ce cas $n \approx 8$, la forme des distributions est donc pilotée par le diamètre moyen des gouttes et leur interaction.

Marmottant et Villiermaux 2003 [87] montrent ensuite qu'en prenant en compte que les ligaments n'ont pas le même diamètre initial, la distribution de gouttes dans le spray doit suivre une distribution à

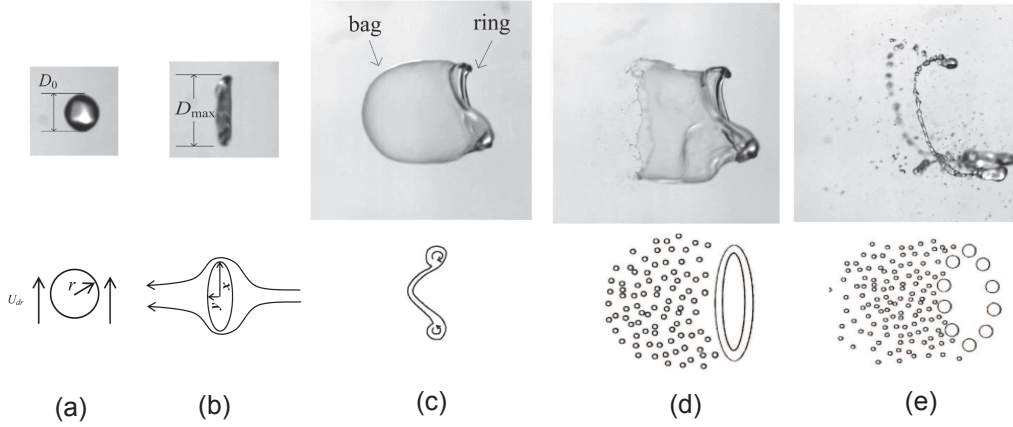


FIGURE 7.3 – Illustration du mécanisme de *bag-breakup* d'après Zhao 2011 [133] (photographie) et Rimbert 2011 (schématisation).

deux paramètres, équation 7.13. Le deuxième paramètre correspond à la répartition en diamètre des ligaments s .

$$p(d) \approx \int_0^\infty \left(\frac{d}{d_0}\right)^{n-1} \frac{\exp(-nd/d_0)}{sd_0} d(d_0) \approx \Gamma(n-1, nd/s) \quad (7.13)$$

Lorsque les diamètres sont grands devant s , ce qui correspond aux queues de distributions, $p(d)$ suit un comportement d'exponentielle décroissante $\exp(-nd/s)$.

Bag-breakup

Le mécanisme de *bag-breakup* est généralement associé à de l'atomisation secondaire puisqu'il intervient pour des gouttes introduites brutalement dans un fort courant gazeux. Dans notre cas, nous avons vu au chapitre précédent 5 que les vagues de l'instabilité de cisaillement peuvent être atomisées par l'expansion et le déplacement d'un vortex gazeux sous la vague. Les observations de simulation, ainsi que de vidéo haute cadence, montrent que cette atomisation ressemble à une brisure de type *bag-breakup*. Dans notre cas, ce mécanisme ferait partie de l'atomisation primaire.

Pilch et Erdman 1987 [108] montrent que la fragmentation est contrôlée par les nombres de Weber et Ohnesorge. Le Weber met en avant la compétition entre force hydrodynamiques déstabilisantes et la tension de surface stabilisante. Le Ohnesorge met en avant l'influence de la viscosité en comparaison avec la tension de surface. La cartographie des atomisations secondaires de Hsiang et Faeth 1995 montre que le *bag-breakup* est le mécanisme qui apparaît dans la plage des plus petites vitesses gaz, ce qui le rend plus courant et représentatif par rapport aux mécanismes de *umbrella break-up* ou *shear break-up*.

La figure 7.3 illustre les étapes successives du mécanisme de fragmentation d'une goutte initiale par *bag-breakup*. La goutte initiale de diamètre D_0 , figure 7.3 (a), est d'abord allongée sous l'action des forces aérodynamiques qui se créent autour de la sphère. Cette elongation dilate la goutte jusqu'à un diamètre D_{max} , figure 7.3 (b). Les expérimentations de Zhao 2011 [133] donnent une corrélation empirique entre D_0 et D_{max} : $D_{max}/D_0 = 1 + 0.2We^{0.56}(1 - 0.48Oh^{0.49})$. La déstabilisation de Rayleigh-Taylor apparaît et fixe le diamètre de l'anneau extérieur au sac, figure 7.3 (c). Le sac grossit sous l'action de la pression aérodynamique puis se rompt, 7.3 (d), en produisant une trainée de gouttes fines. La dernière étape concerne le boudin extérieur qui se fragmente sous l'effet d'une instabilité 7.3 (e).

La distribution des gouttes résultantes de l'atomisation de la goutte initiale est difficile à définir. La rupture du sac produit une distribution distincte de la rupture de l'anneau. Si nous regardons la distribution finale dans un volume à un instant t , ces deux distributions se combinent. Si nous regardons en un point de l'espace, et en observant au cours du temps, la distribution doit fortement varier suivant la position de mesure. Les études suivantes utilisent des techniques de mesure par

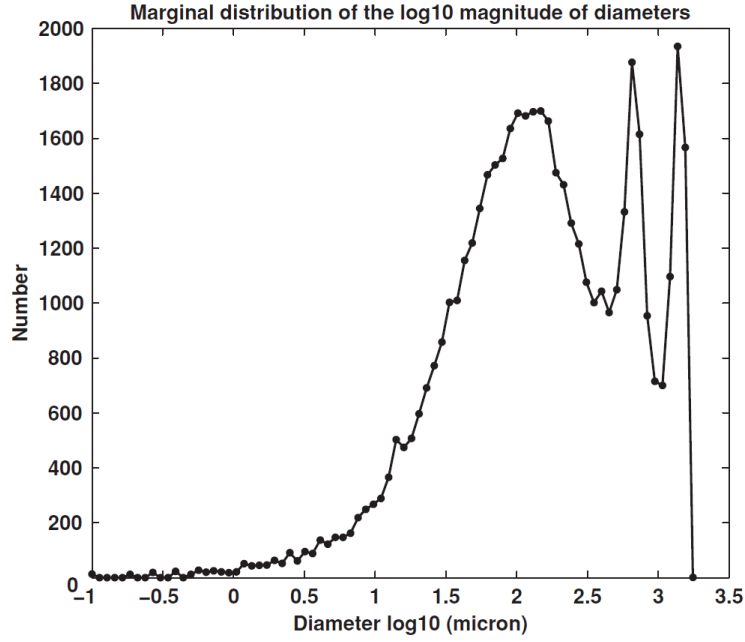


FIGURE 7.4 – Histogramme des tailles de gouttes issues de la fragmentation en *bag-breakup* obtenue avec un PDA d’après Rimbert 2010.

holographie qui décrivent des distributions instantanées dans un volume. Komabayasi et al. 1964 [75] relèvent des distributions bimodales, avec deux pics bien marqués.

Les expérimentations de Rimbert et Castenet 2011 [114], figure 7.4 montrent que la fonction de densité numérique de taille de goutte est correctement capturée par une fonction de Levy log-stable pour la zone des gouttes les plus rares. Leur densité numérique fait aussi apparaître clairement deux types de populations distinctes de la même manière que Komabayasi et al. 1964.

Cet aspect bimodal est remis en cause par Chou et al. 1998 [33]. Ces auteurs montrent qu’avec des mesures plus précises sur les populations de gouttes issus de la brisure du sac, les deux pics disparaissent pour donner une seule distribution monomode. La rupture de l’anneau est apparenté à la rupture ligamentaire de Marmottant et Villermaux [87] que nous avons vu à la section précédente. Les mesures par holographie de Zhao 2011 [133] confirment cet aspect pour plusieurs Weber et Ohnesorge, variés en changeant les caractéristiques des fluides étudiés.

La rupture du sac peut s’apparenter à une rupture de film mince. Bremond et al 2007 [22] montrent que cette rupture se fait par la formation, puis la brisure de ligaments. Dans leur expérimentation, une fine nappe liquide est créée sur un plateau tournant. En bout de nappe liquide les effets capillaires forment une sur-épaisseur en forme de boudin perpendiculaire à la nappe. L’accélération de ce boudin crée une instabilité qui forme des ligaments. Ces ligaments sont observables sur la figure 7.3 (d) à l’extrémité de la nappe. La distribution de gouttes issues de la brisure du sac suit une loi gamma. Connaissant ces deux modes de fragmentation, Villermaux 2007 et Villermaux et Bossa 2009 [126] montrent que si les diamètres initiaux des ligaments sont distribués suivant une distribution $p_L(d_0)$, alors la distribution finale des gouttes du spray a une queue de distribution qui a une décroissance exponentielle de la forme :

$$p(d) \approx \exp(-nd / \langle d_0 \rangle) \quad (7.14)$$

Cette description de la queue de distribution de goutte dans le spray ne permet pas de déterminer le mécanisme à l’origine de la formation de gouttes. En effet le principe du maximum d’entropie, appelé aussi la fragmentation aléatoire, donne une distribution finale proche.

Autres approches de la fragmentation

Nous avons cité précédemment que les modèles de fragmentation qui nous paraissent les plus académiques et représentatifs dans notre spray. Il existe de nombreuses autres approches qui complexifient ces modèles. Notons par exemple l'étude de Dumouchel et al. 2008 [43] qui intègre les déformations de gouttes dans l'analyse d'image. Dans cette étude, les gouttes ne sont plus analysées comme des inclusions sphériques mais comme des éléments qui ont une taille caractéristique d'échelle d et une surface projetée S . Les inclusions sont donc distribuées suivant leur échelle d . L'application du modèle d'échelle entropique de diffusion permet de prédire que ces distributions prennent la forme d'une gamma à trois paramètres. Cette échelle entropique de diffusion est utilisée pour modéliser la turbulence. Les paramètres de la gamma ajustés sur les distributions mesurées permettent de caractériser les mécanismes de fragmentation en jeu.

D'autres lois, que l'on retrouve dans le domaine de la fragmentation de grains solides, sont applicables dans les distributions de gouttes. Ces distributions font partie de la famille des distributions de *Weibull* qui prennent en considération la présence d'un maximum et d'un minimum dans les distributions. Dans le cas des gouttes, comme des grains, le minimum est fixé à zéro. La distribution de *Roslin-Rammler* fait partie de cette famille. Elle est couramment utilisée pour amorcer les simulations numériques de combustion de spray. La loi de *Frechet* est une variante proche de *Roslin-Rammler*. Si une variable aléatoire X est distribuée selon une loi de *Weibull*, alors la variable $Y = 1/X$ suit la loi de *Frechet*. Boulesteix 2010 [20] montre que la distribution de *Frechet* s'ajuste mieux que la distribution de *Roslin-Rammler* sur la granulométrie de ses gouttes. Ces lois de densité ont plus de paramètres à ajuster sur les distributions mesurées par rapport aux distributions déjà présentées. Néanmoins, il reste difficile de construire des modèles prédictifs dans le cas des gouttes pour encadrer ce deuxième paramètre qui correspond à la taille minimale et maximale des gouttes. Par ailleurs, il est intéressant de noter les résultats de Brown et Wohletz [24] sur l'analyse de la distribution de *Weibull*. Ils appliquent cette distribution sur la répartition en masse de grains fragmentés et sur leur répartition numérique. Ils obtiennent une distribution de taille de grain proche d'une loi log-normale, mais avec des paramètres différents. Ils en déduisent que la loi log-normale décrit correctement la granulométrie des grains, même si le modèle physique de fragmentation en cascade n'est pas valable. Ce résultat peut s'étendre aux gouttes.

L'ensemble des distributions que nous venons de voir décrivent des mécanismes de fragmentation. Chacun de ces mécanismes est caractérisé par un ou plusieurs paramètres. Nous devons étudier comment ces paramètres évoluent en fonction des conditions d'injections.

Passage des distributions aux moyennes de diamètre

Dans les distributions relatives aux phénomènes d'atomisation que nous venons de détailler, il apparaît que le diamètre moyen des gouttes et leur écart type sont les paramètres de contrôle de forme des distributions les plus représentatifs. Pour un point de fonctionnement donné, U_g et U_I , ainsi que pour une géométrie fixée, il est donc nécessaire d'avoir des modèles phénoménologiques prédictifs du diamètre moyen, si nous voulons connaître l'ensemble de la distribution. Nous ne savons cependant pas a priori si ce paramètre seul suffit à la description complète des distributions.

La bibliographie est riche en modèles empiriques, mais ils sont souvent fortement liés aux géométries d'injecteur. Dans la section suivante, nous présentons un modèle phénoménologique vérifié expérimentalement sur le banc d'atomisation plan et coaxial.

7.1.2 Taille moyenne des gouttes : la cascade de déstabilisation

La cascade de déstabilisation désigne l'enchaînement des mécanismes hydrodynamiques qui se succèdent depuis l'injection jusqu'à la formation de goutte. La figure 1.12 du chapitre introductif 1 illustre cet enchaînement. Suite à l'injection des deux phases, une instabilité de cisaillement se crée. Nous avons étudié en détail les caractéristiques de cette instabilité au chapitre 3, et nous avons un

Auteur	Hypothèse d'instabilité	$\lambda_T \propto$	$f(U_g, \delta_g)$
Lasheras et al 1998 [77]	Rayleigh (force aérodynamique de U_g Vs capillarité de l'eau σ).	$\frac{2\pi}{0.697} We_g^{-1}$	U_g^{-2}
Hong et al. 2002 [58] Varga et al 2003 [123]	Rayleigh-Taylor axial (Accélération longitudinale des vagues)	$(\frac{\rho_g}{\rho_l})^{1/4} We_\delta^{-1/2} \delta_g$	$U_g^{-\frac{5}{4}}$
Marmottant 2003	Faraday (Cylindre de liquide mis en vibration par l'instabilité longitudinale)	$3(\frac{\rho_l}{\rho_g})^{1/3} We_\delta^{-1/3} \delta_g$	U_g^{-1}
-----	Rayleigh-Taylor Transverse (Accélération radiale des vagues)	$2.51(\frac{\rho_l}{\rho_g})^{1/3} We_\delta^{-1/3} \delta_g$	U_g^{-1}

TABLE 7.1 – Synthèse des modèles prédictifs de λ_T

modèle prédictif pour sa longueur d'onde et sa vitesse de convection.

Les observations de Marmottant sur le jet coaxial, puis de Hong sur le jet plan montrent que les crêtes de vagues formées sont déstabilisées transversalement. Nous avons trois modèles distincts pour prévoir la longueur d'onde de cette instabilité : le modèle Rayleigh, Rayleigh-Taylor avec accélération longitudinale ou radiale.

La croissance contiguë de ces deux instabilités permet le développement de ligaments liquides par élongation sous l'action du courant gazeux à forte vitesse. Ces ligaments se déstabilisent à leur tour avant de se briser en gouttelettes qui forment alors un spray. Nous venons de voir dans la section précédente le modèle de fragmentation du ligament. Le diamètre des ligaments est proportionnel à la longueur d'onde transverse.

A partir des modèles de chacun de ces mécanismes, nous pouvons construire un modèle complet prédictif de la taille moyenne des gouttes en fin d'atomisation primaire.

Longueur d'onde transverse

La mesure des caractéristiques de l'instabilité transverse est plus complexe que celles de l'instabilité de cisaillement car elle est localisée sur les crêtes des vagues. Les mesures de ces caractéristiques doivent donc s'effectuer dans le référentiel en mouvement de ces vagues. Par conséquent seule la longueur d'onde λ_T s'acquiert par analyse vidéo. Sur le jet coaxial, un comptage du nombre d'onde sur les crêtes est suffisant, alors que sur le jet plan une mesure directe visuelle de λ_T se fait par ombroscopie. Lalo 2006 [76] parvient dans le cas des films minces à automatiser cette mesure par l'analyse du niveau de gris de chaque image.

En parallèle, plusieurs modèles phénoménologiques de cette instabilité sont développés. Ces modèles ont pour objectif de comprendre comment λ_T évolue principalement en fonction de $We_{\delta_g} = \rho_g U_g^2 \delta_g / \sigma_l$. La connaissance des paramètres qui influent sur λ_T permet de comprendre l'évolution globale des tendances de granulométrie. Le tableau 7.1 synthétise les différents modèles disponibles.

Ce tableau est volontairement synthétique afin de faire ressortir uniquement les dépendances par rapport à We_{δ_g} . La dépendance à U_g s'en déduit ensuite en ajoutant la relation $\delta_g = f(U_g)$. Le développement de chaque modèle prend en compte une succession d'hypothèses simples pour définir les paramètres d'entrée des instabilités hydrodynamiques connues. Les trois derniers modèles, ont comme paramètre d'entrée, la longueur d'onde axiale λ_L , qui peut avoir elle-même plusieurs formulations suivant le modèle utilisé pour l'instabilité de cisaillement. Les deux modèles de Marmottant représentent des phénomènes physiques très proches formalisées différemment.

L'hypothèse fondatrice de Varga et al 2003 [123] et Hong et al. 2002 [58] de ce modèle est que la crête des vagues de l'instabilité primaire subit une accélération brusque, due aux forces aérodynamiques, lorsqu'elle rentre dans le courant gazeux. L'opposition de ces forces aérodynamiques F_{aero} à la tension de surface σ_{eau} développe une instabilité hydrodynamique de type Rayleigh–Taylor de longueur d'onde λ_T rappelé équation 7.15 :

$$\lambda_T = 2\pi \sqrt{\frac{3\sigma_{eau}}{\rho_l a}} \quad (7.15)$$

L'accélération a d'une vague est difficile à quantifier. Le volume de celle ci est approché comme le produit de sa surface A_c par la largeur de sa base b . La masse accélérée de liquide m_c se calcule comme le produit $m_c = \rho_g A_c b$. F_{aero} est calculé en fonction du coefficient de trainée C_d , de la surface projetée des vagues, et de la vitesse relative de la vague par rapport au gaz. L'accélération a donc la forme suivante 7.16

$$a = \frac{F_{aero}}{m_c} = \frac{\frac{1}{2} C_d \rho_g (U_g - U_c)^2 A_c}{\rho_l A_c b} \quad (7.16)$$

b peut être considéré comme une fraction α_c de la longueur d'onde longitudinale λ_L elle même proportionnelle à δ_g . En prenant plusieurs hypothèses simplificatrices sur la vitesse de convection dans le cas des grands M où $U_g \gg U_l$ nous obtenons une dépendance de λ_T avec We_{δ_g} équation 7.17.

$$\lambda_T \propto \delta_g \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{\frac{1}{4}} We_{\delta_g}^{-\frac{1}{2}} \propto (U_g - U_c)^{-1} U_g^{-1/4} \propto U_g^{-5/4} \quad (7.17)$$

A l'aide d'une mesure de la longueur d'onde transversale, il est possible de trouver une valeur expérimentale de α_c . Sur l'expérimentation plane, figure 7.5, Hong trouve $\alpha_c = 0,04 \pm 0,01$, pour une large gamme de mesure : $U_l = 0,27 \text{ m/s}$ et $1,1 \text{ m/s}$ avec $16 \text{ m/s} < U_g < 55 \text{ m/s}$. Le paramètre C_d est fixé à 2. L'ensemble des mesures est parfaitement aligné sur une droite, ce qui suggère que la forme des vagues ne change pas sur l'ensemble des paramètres testés soit $4 < M < 49$ à $U_l = 0,27 \text{ m/s}$.

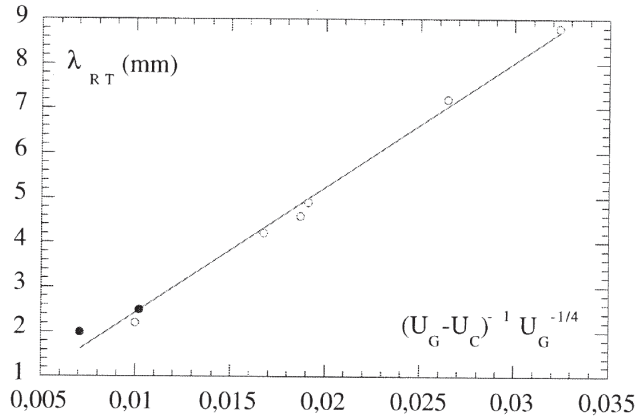
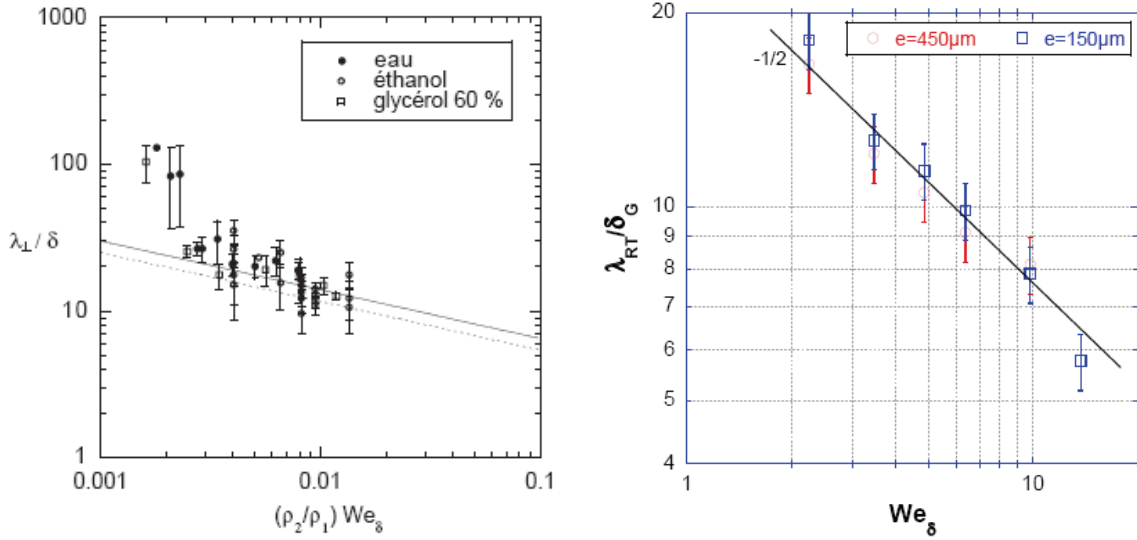


FIGURE 7.5 – Longueurs d'ondes transverses mesurées en fonction des vitesses U_g et U_l dans la configuration plane d'après Hong 2003 [58]. U_c =Vitesse de Dimotakis, \circ : $U_l = 0,27 \text{ m/s}$, \bullet : $U_l = 1,1 \text{ m/s}$. $16 \text{ m/s} < U_g < 55 \text{ m/s}$.

Mesures de λ_T sur la configuration coaxiale La figure 7.6(a) donne les mesures de Marmottant 2003, où λ_T est adimensionnée par δ_g et tracée en fonction de We_{δ_g} . Cet auteur montre bien la dépendance de λ_T avec le Weber en faisant varier d'une part U_g , mais aussi σ . Sur la figure, les points relatifs aux trois liquides sont correctement superposés. La dépendance avec We_{δ_g} n'est cependant pas forcément évidente car l'ensemble des points sont dispersés autour des droites représentatives des modèles théoriques. Ce constat est particulièrement vrai pour les grandes longueurs d'ondes liées aux



(a) pour trois liquides différents d'après Marmottant 2001 [85]. La ligne continue représente le modèle de Faraday et la ligne discontinue celui de Rayleigh-Taylor.

(b) pour deux épaisseurs de lèvres e d'après Ben Rayana 2007 [13].

FIGURE 7.6 – Longueur d'onde transverse λ_T adimensionnée par l'épaisseur de vorticité gaz δ_g en fonction du Weber calculé sur δ_g

petits U_g . Sur ces figures, il est difficile de constater si les points sont plus proches du modèle de Faraday que celui de Rayleigh–Taylor radial.

Mesures de λ_T sur la configuration plane Hong 2003 réalise sur l'injecteur plan des mesures pour deux U_l distincts et pour un U_g compris entre 16 m/s et 55 m/s. Bien que la plage de valeur soit réduite, ses points s'alignent parfaitement sur une tendance $U_g^{-5/4}$ représentative du modèle d'instabilité de Rayleigh-Taylor axial, si l'on prend en compte une accélération longitudinale des vagues (2^{eme} ligne du tableau 7.1). Ce constat est repris et confirmé par Ben Rayana 2007, figure 7.6(b). Bien que la plage de données soit encore réduite, Ben Rayana contrôle l'influence de l'épaisseur de lèvre e pour deux valeurs 150 et 450 μm . Ce paramètre ne change aucunement le résultat et confirme la validité du modèle de Hong-Varga 2003.

Isolément, la fragmentation de chaque ligament produit un train de gouttes dont la taille moyenne dépend du diamètre équivalent du ligament. Ce diamètre équivalent correspond au diamètre de la boule fictive égale au volume du ligament. En posant l'hypothèse que ce diamètre équivalent des ligaments est proportionnel à la longueur d'onde transverse, nous avons le modèle phénoménologique complet de prédiction de taille de gouttes. Dans les sections suivantes, nous regardons si ce modèle est vérifié lorsque l'on regarde directement les tailles moyennes mesurées.

Les mesures de D_{32} sur une configuration axisymétrique de Varga

Les mesures précédentes donnent deux modélisations proches pour la longueur d'onde transverse. Varga et al. 2003 [123] étudient comment relier directement la taille des gouttes aux conditions d'injection sans passer par la mesure intermédiaire de λ_T . Ces auteurs testent le modèle issu d'une déstabilisation transverse de type Rayleigh-Taylor sur un injecteur coaxial dont la géométrie est proche de celle de Marmottant 2003. La couche de vorticité gazeuse δ_g ne suit pas exactement la même dépendance avec U_g que sur la configuration plane du LEGI. La figure 7.7 donne les mesures de diamètre de Sauter (SMD) adimensionnées par la longueur d'onde de cisaillement en fonction du Weber calculé sur cette même longueur d'onde. Varga utilise la longueur de l'instabilité de cisaillement

comme longueur caractéristique du système car il ne connaît pas encore l'effet de δ_g sur λ_L : $We_{\lambda L} = \rho_g U_g^2 \lambda_L / \sigma_l$. Les autres auteurs utilisent $We_{\delta g}$.

Bien que de grosses disparités apparaissent pour les plus petits Weber, cette figure montre clairement

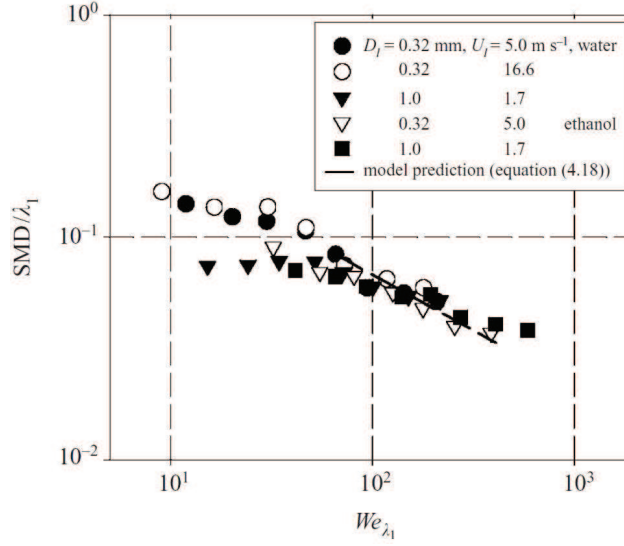


FIGURE 7.7 – Diamètre de Sauter (SMD) adimensionné par la longueur d'onde de cisaillement expérimentale λ_l en fonction du Weber calculé sur cette même longueur d'onde d'après Varga et al. 2003 [123].

la relation entre le diamètre des gouttes et le Weber. La droite en pointillés correspond à la relation :

$$\frac{SMD}{\lambda_L} \approx \frac{0,68}{We_{\lambda L}^{1/2}} \quad (7.18)$$

Il est important de noter que les valeurs de λ_l sont expérimentales et mesurées sur les même points de fonctionnement. Cette figure permet de valider le modèle de déstabilisation transverse de type Rayleigh-Taylor axial.

Les mesures antérieures de D_{10} sur notre configuration

Les données de Varga confirment son modèle pour sa configuration. Nous analysons ci-après les mesures de d_{10} sur les bancs expérimentaux du LEGI.

Données vidéos de Marmottant sur le jet coaxial Les données de Marmottant 2003, présentées figure 7.8(a), sont réalisées par analyse vidéo. Il utilise un algorithme de traitement qui détecte automatiquement la taille des gouttes sur une fenêtre graphique. Il obtient des distributions de gouttes dans l'espace à un instant donné. La zone de visualisation est fixe par rapport à l'injecteur de diamètre $d_{Coaxial}$. Elle correspond axialement à $6 < x/d_{Coaxial} < 8$ et radialement à $0,5 < z/d_{Coaxial} < 1,5$. Les points de fonctionnement étudiés, $20 \text{ m/s} < U_g < 80 \text{ m/s}$ à $U_l = 0.45 \text{ m/s}$, donnent une valeur théorique de dard liquide comprise entre 8 mm et 31 mm . L'injecteur utilisé a un diamètre de 8 mm . Les mesures sont donc systématiquement réalisées loin en aval de la fin de dard liquide. Le diamètre moyen des gouttes d_{10} adimensionné par δ_g est tracé en fonction de We_{δ} . Les mesures sont effectuées pour deux vitesses liquides et en faisant varier le We_{δ} d'une part par U_g et, d'autre part, par σ . Cette présentation reprend le principe et le modèle de la figure 7.6(a). Par une analyse vidéo de la fragmentation des ligaments *in situ* Marmottant montre :

- Le diamètre d_0 des ligaments est proportionnel à la longueur transverse. $d_0 \approx 0,23\lambda_T$.
- La taille moyenne des gouttelettes $\langle d \rangle$ est proportionnelle à d_0 donc à λ_t

Il doit exister au final une proportionnalité entre d_{10} et $We_{\delta g}$. La ligne continue de la figure 7.8(a) représente le modèle de Faraday en $We_{\delta}^{-1/3}$. On remarque que le d_{10} suit cette tendance générale. Marmottant déduit de ses mesures le rapport suivant $d_{10} = 0.1\lambda_T$. Il observe en outre, pour chaque point de mesure, des distributions exponentielles de la forme $P(d_{10}) = \frac{1}{d_{10}}e^{-d/d_{10}}$.

Données en sonde optique de Hong Les résultats précédents ont conduit Hong à approfondir les mesures, autant sur le jet coaxial que sur le jet plan, avec un nouvel instrument de mesure. La sonde optique permet des mesures en un point de l'espace au cours du temps. Cette technique génère des distributions différentes de celles trouvées par Marmottant. Celui-ci analyse la distribution de goutte sur une fenêtre graphique à différents instants.

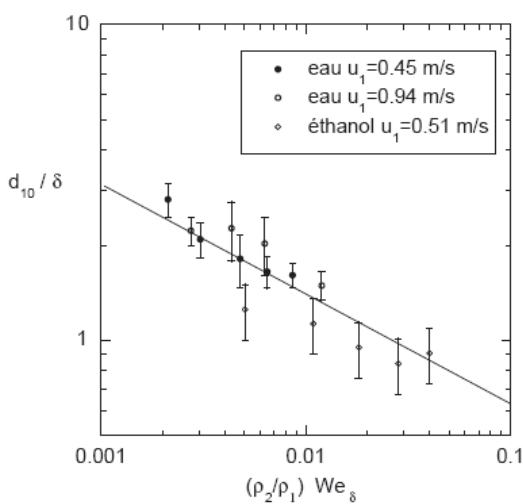
Hong choisi un point de référence pour l'étude de l'atomisation primaire. Ce point est obtenu longitudinalement dans le sens de l'écoulement à la fin du dard liquide théorique et radialement en face du couteau de séparation de phase. Il considère qu'en ce lieu, l'atomisation primaire est terminée car il n'y a plus de liquide pour l'alimenter. C'est le point de référence que nous utiliserons et qui est décrit figure 7.36. La figure 7.8(b) expose les d_{10} et d_{32} en fonction du produit $(U_g - U_c)^{-1}U_g^{-1/4} \approx U_g^{-5/4}$ qui correspond l'équation 7.19 issue du modèle Hong-Varga, σ est la tension de surface :

$$d_{10} \propto \lambda_T \propto \delta_g \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/4} We_{\delta g}^{-1/2} \propto \sigma^{1/2} (U_g - U_c)^{-1} U_g^{-1/4} \propto \sigma^{1/2} U_g^{-5/4} \quad (7.19)$$

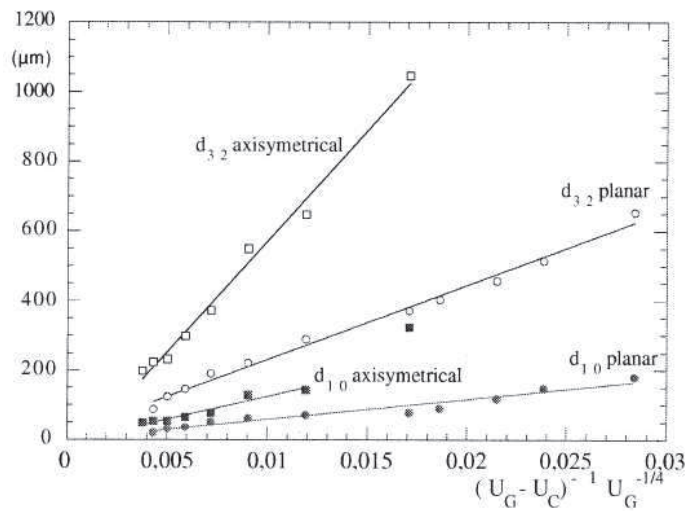
Les points de fonctionnement sont réglés pour obtenir un M constant égal à 16 de sorte que la position de la sonde reste la même au cours de la série de mesures. Hong utilise le diamètre de Sauter d_{32} car il correspond à une caractéristique utilisée par les motoristes pour décrire leur spray. Le d_{32} est aussi une donnée directe fournie par la sonde optique.

Dans ces conditions, Hong trouve $d_{32} = 0.02\lambda_T$ pour le cas plan et $d_{32} = 0.07\lambda_T$ pour le cas coaxial. Hong remarque aussi qu'il obtient les mêmes écarts que Varga 2002 [122] entre d_{10} et d_{32} .

Par la suite Hong examine comment évolue spatialement ces grandeurs moyennes. Il note que le d_{10} mais aussi que les grandeurs liées au flux de gouttes J_L , $n0$, $\phi0$ et $\Gamma0$ ont de très fortes variations spatiales pour un point de fonctionnement donné.



(a) d_{10}/δ_g en fonction de We d'après Marmottant 2001 [85]. La ligne continue représente le modèle de Faraday en $We_{\delta}^{(-1/3)}$.



(b) d_{10} et d_{32} en fonction de $(U_g - U_c)^{-1}U_g^{-1/4} \approx U_g^{-5/4}$ d'après Hong 2003 [58]. Les lignes continues représentent la régression linéaire pour chaque série. U_g plan de 20 m/s à 90 m/s, U_g axi de 30 m/s à 100 m/s,

FIGURE 7.8 – Diamètre moyen des gouttes en fonction de $We_{\delta}^{(-1/3)}$ à gauche et de $U_g^{-5/4}$ à droite

U_g	20	25	30	40	50	60	70	80	90
U_l	0.17	0.22	0.26	0.36	0.43	0.52	0.61	0.70	0.78
D_{10}	178	113	79	70	66	54	51	43	45
D_{32}	650		350	290	220	190	120	105	100

TABLE 7.2 – Tableau des points de la série de référence à $M = 16$ de Ben Rayana 2007 [13].

Données en sonde optique de Ben Rayana Ben Rayana 2007 [13] confirme par la suite les données de Hong au point de référence et pour les mêmes paramètres d'injection à $M = 16$. Cette série détaillée dans le tableau 7.2 sera, pour la suite de ce manuscrit, un point de comparaison fiable pour les nouvelles mesures. Par la suite cet auteur contrôle l'influence de l'épaisseur de phase gazeuse H_g ainsi que de e sur le diamètre moyen.

Un autre aspect primordial est de connaître le flux volumique de goutte. Cette valeur est représentative de la formation de goutte dans le temps et il est donc nécessaire de connaître la vitesse des gouttes pour le mesurer.

Mesure de vitesse de gouttes

Les mesures de vitesses de gouttes sont réalisables par traitement automatique d'images. Chaque goutte est identifiée et suivie d'une image à l'autre. Connaissant la cadence d'acquisition des images, la vitesse des gouttes est facilement déduite. En combinant un algorithme de mesure des tailles, il est possible d'obtenir des distributions jointes de diamètre et de vitesses de gouttes. Ce type de traitement d'image, communément appelé **Particle Tracking Velocimetry**, nécessite une bonne capacité de calcul et des algorithmes complexes. Le système de sonde optique permet d'obtenir aussi une mesure de vitesse équivalente. Hong 2003 [58] utilise cette capacité de la sonde pour des vitesses gaz variant entre 20 m/s et 90 m/s, à M constant et égal à 16 et à la même position que pour la granulométrie. Trois vitesses différentes sont tracées figure 7.9 :

- La vitesse moyenne phasique $\overline{V_{PL}}$ liée au flux volumique J_L . $\overline{V_{PL}} = J_L/\alpha$ ou α est le taux de présence liquide.
- La vitesse moyenne des gouttes \overline{V} calculée comme la moyenne des distributions des vitesses détectées pour chaque goutte en supposant les tailles et les vitesses décorréées. $\overline{V} = \int vP(v)dv$
- Même calcul que le point précédent mais pour des vitesses corrélées aux tailles, \overline{v} .

Ces mesures confirment que $\overline{V_{PL}}$ est proche de \overline{V} . Lorsque les vitesses sont corrélées aux tailles, \overline{v} devient plus grand que $\overline{V_{PL}}$. Ce résultat s'explique par la contribution de chaque classe de taille de gouttes au flux total. Les grandes tailles contribuent le plus au flux volumique mais ont une vitesse de translation réduite, ce qui abaisse la moyenne arithmétique de $\overline{V_{PL}}$ par rapport à \overline{v} . Le résultat notable de cette expérience est qu'à une distance aval $x = L_{Dard}$ de l'injection, et pour $U_g > 30$ m/s, le rapport entre \overline{V} et U_g est constant et égal à 0,07. Les gouttes ne sont pas pleinement accélérées à cette position. La vitesse moyenne des gouttes évolue en fonction de U_g . Hong établit un modèle phénoménologique prédictif de la vitesse moyenne des gouttes en fonction de la distance aval x dans l'écoulement. Ce modèle est basé sur l'équation de Basset-Boussinesq-Ossen écrite pour une particule dense dans un gaz. Avec comme hypothèse que les gouttes arrachées ont une vitesse égale à la vitesse de convection des vagues et que la vitesse gaz reste constante le long de l'écoulement, Hong obtient la dépendance suivante entre \overline{V} et U_g : $\overline{V} = U_g^{n-1/2}$ où n dépend de la taille des gouttes.

7.1.3 Entraînement turbulent : Evaluation du flux de gouttes

Le flux volumique de gouttes est une donnée essentielle pour initialiser les simulations de combustion. Le modèle d'entraînement turbulent présenté au chapitre 6 est rappelé équation 7.20. Ce modèle permet d'évaluer la vitesse d'entraînement U_e des gouttes à partir de la longueur de liquide intacte L . Le flux volumique de goutte J_l correspond exactement à U_e . La mesure de J_l via L est

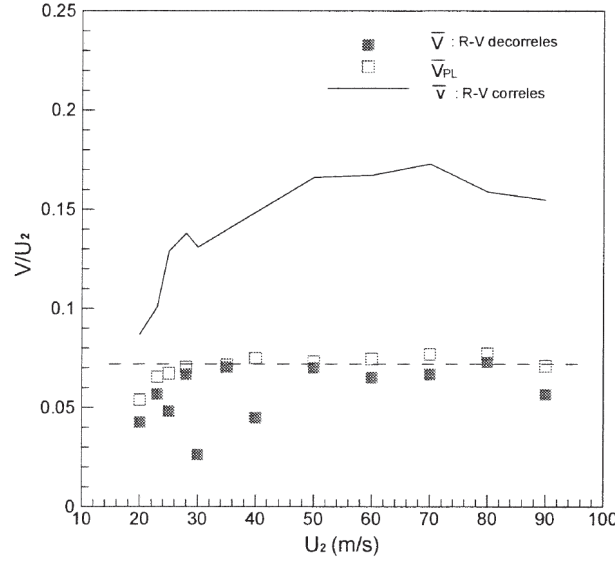


FIGURE 7.9 – Vitesses moyennes de la phase dispersée normalisées par U_g , noté U_2 , en fonction de U_g à $x = L_{Dard}$ et $z = H_l$ pour $M = 16$ sur le jet plan en configuration $N^\circ 1$ d'après Hong 2003 [58]

indirecte. Elle s'obtient par l'équation suivante :

$$J_L = U_e = C^{1/2} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{1/2} (\alpha(U_g - U_l)) \quad (7.20)$$

En posant $\alpha = 0.17$ et $C = 0.25$, qui correspond au cas eau/air, l'équation 7.20 se simplifie : $J_L = 0,036U_g$. La mesure du flux volumique de gouttes peut s'obtenir par une méthode de prélèvement de fraction liquide. Pour une résolution spatiale plus fine il est nécessaire d'utiliser un système de mesure qui capture simultanément la vitesse et la taille des gouttes. Nous présentons dans les sections suivantes les mesures réalisées par sonde optique sur le banc d'atomisation plan.

Données de Ben Rayana

La figure 7.10(b) présente les mesures de J_L en sonde optique pour la série de référence de Ben Rayana. Cette série de mesure est réalisée pour trois H_l . La ligne continue représente $J_L =$

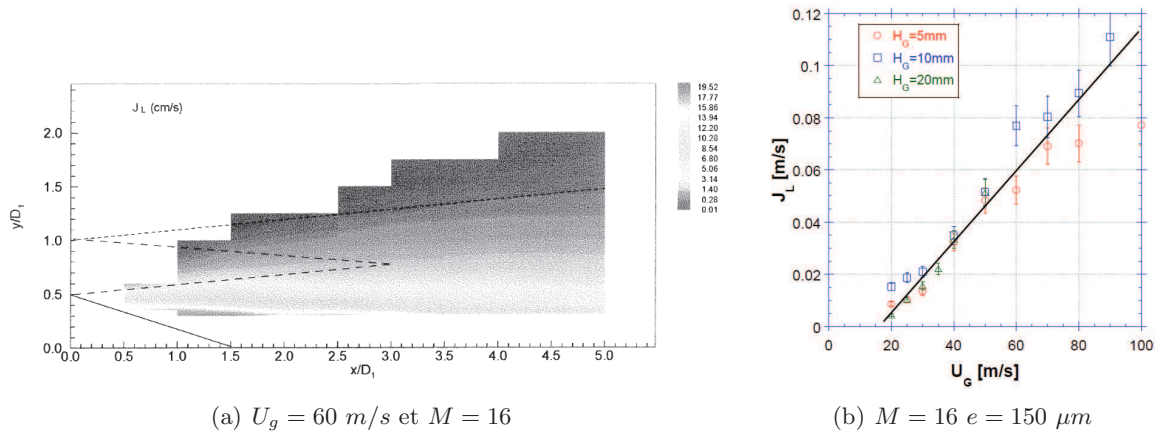


FIGURE 7.10 – Mesures du flux volumique de gouttes J_L . A gauche, répartition spatiale de ce flux d'après Hong 2003 [58] et J_L en fonction de U_g d'après Ben Rayana 2007 [13].

$0,036U_g + cte$. Ben Rayana trouve un bon accord avec ses données expérimentales pour un coefficient d'entraînement $C = 0,25$. L'écart relatif entre modèle et expérience n'excède pas 20% quelle que

soit l'épaisseur de gaz. Cette expérience montre que contrairement à la fréquence de l'instabilité de cisaillement, le flux volumique ne dépend pas de δ_g . Notons ici que en dessous de $U_g = 20 \text{ m/s}$, J_l est presque nul.

Données Hong pour le flux

La figure 7.10(a) montre une cartographie de J_l dans un plan de l'écoulement réalisé par Hong 2003. La ligne pleine représente la portion liquide intacte et les tirets le cône potentiel gaz. Cette cartographie est réalisée pour un point de fonctionnement à $U_g = 60 \text{ m/s}$ et $M = 16$. L'intérêt de cette étude est d'observer les fortes variations spatiales de J_l . Ces variations sont d'autant plus fortes que l'on se rapproche du dard liquide.

7.1.4 Conclusion sur la bibliographie

Au cours de cette section bibliographique nous avons étudié les modèles phénoménologiques de caractérisation du spray issu de l'atomisation primaire sous deux aspects. Le premier aspect concerne les fonctions de distribution de diamètre de gouttes. Il existe plusieurs modèles représentatifs de mécanismes variés. Nous avons retenu ceux qui concernent notre configuration :

- Fragmentation en cascade.
- Fragmentation ligamentaire.
- Maximum entropique.
- Bag-breakup.

Pour chacun de ces mécanismes, une fonction de distribution est disponible. Dans la section 7.5 nous comparons ces fonctions avec les distributions mesurées.

Le second aspect de la bibliographie est relatif aux modèles phénoménologiques prédictifs du diamètre moyen dans le spray. Comme ces modèles sont fortement liés à la géométrie des injecteurs, nous avons principalement étudié les modèles des précédents auteurs sur notre configuration. Ces auteurs ont montré que la production de gouttes est le résultat d'un enchainement d'instabilités hydrodynamiques. Des variantes existent pour décrire la longueur d'onde de l'instabilité transverse, mais le modèle de Hong-Varga donne des résultats proches des mesures antérieures. Ce modèle prédit une décroissance des diamètres de gouttes moyens en fonction de We_δ^n où n est proche de $-1/2$. Le We_δ dépend de l'épaisseur de vortacité δ_g , paramètre propre à l'injecteur étudié.

Ce modèle a été validé dans les cas suivants :

- Sur le jet coaxial pour $1 < We_\delta < 20$ avec $0,45 \text{ m/s} < U_l < 0,94 \text{ m/s}$ en eau et éthanol avec le modèle en $We^{-1/3}$.
- Sur jet plan pour les conditions du tableau 7.2 avec $5 \text{ mm} < H_g < 20 \text{ mm}$ et $0,1 \text{ mm} < ep < 2 \text{ mm}$ à $M = 16$ en eau et air pour $20 \text{ m/s} < U_g < 90 \text{ m/s}$.

Nous nous proposons d'élargir le contrôle de validité de ce modèle sur nos paramètres d'étude M et H_l . Comme nous souhaitons obtenir des données de granulométrie finement localisées, nous utilisons le système de sonde optique. Dans la section suivante, nous regardons comment ce système est amélioré, quelles sont ses incertitudes propres et comment exploiter les vecteurs cordes mesurés.

7.2 Granulométrie par sonde optique

Au contraire de la visualisation haute cadence LIF utilisée aux chapitres précédents, la granulométrie par sonde optique en spray est une méthode de mesure peu utilisée en spray de gouttes mais largement répandue dans la caractérisation de bulles. L'objet de cette section est de faire un rappel sur le fonctionnement de cet appareillage et de mentionner les dernières qualifications menées en spray.

7.2.1 Historique de développement

A l'origine les sondes optiques sont développées pour étudier une phase gazeuse dispersée dans un milieu liquide. Les inclusions étudiées sont donc des bulles issues par exemple d'un phénomène de cavitation, d'ébullition ou autres processus. La première sonde optique développée par Miller 1970 [98] est donc un indicateur de phase seul. Celle-ci permet d'obtenir en un point de l'espace la concentration locale de gaz. Cette concentration est appelée taux de vide. Pour obtenir des caractéristiques complémentaires sur la phase dispersée, comme par exemple les flux volumiques et numériques, il est nécessaire de mesurer la vitesse et la taille des inclusions en exploitant la géométrie des sondes. Les sondes ont des dimensions géométriques non négligeables devant les dimensions des inclusions étudiées, par conséquent, le temps de transition mesuré lors d'un changement de phase peut être exploité pour donner une information sur la vitesse des inclusions comme le montre Cartellier 1990 [25].

L'utilisation simultanée de deux sondes en série décalées d'une distance connue suivant l'axe des sondes permet d'obtenir ces distributions vitesses—cordes en mesurant le décalage temporel des signaux de chaque sonde. Cette technique dite de double sonde, facile à mettre en oeuvre mais difficile à analyser, est tout de même limitée par son aspect asymétrique et sa faible résolution spatiale. Des géométries plus complexes sont utilisées comme celle de Ishii et Revankar 1993 [65] pour tenter d'améliorer ce système de mesure.

Cartellier 1992 [27] propose d'utiliser une fibre optique avec une forme conique à son extrémité. Les temps de transition de phase, mouillage et démouillage, sont étudiés sur une expérimentation d'étalonnage décrite en section 7.2.3. Celle ci permet de mesurer la vitesse d'une bulle et d'enregistrer simultanément le signal résultant de la sonde. L'étude de ce signal [25] montre que le temps de démouillage de la sonde (passage du liquide vers le gaz) est une information sur la vitesse de l'interface liquide/gaz.

Toutes ces méthodes de mesure de vitesse de bulles donnent donc des distributions jointes de cordes et de vitesses de bulles qui permettent d'obtenir leurs diamètres par des études statistiques en posant certaines hypothèses. Cet aspect de post traitement sera abordé en section 7.3.1.

Pour finir Hong, Cartellier et Hopfinger 2004 [59] puis Cartellier et Ben Rayana 2004 [28] étendent le domaine d'application de ces sondes optiques aux sprays en adaptant le traitement du signal. Les sections qui suivent décrivent les améliorations apportées à ce traitement au cours de notre étude.

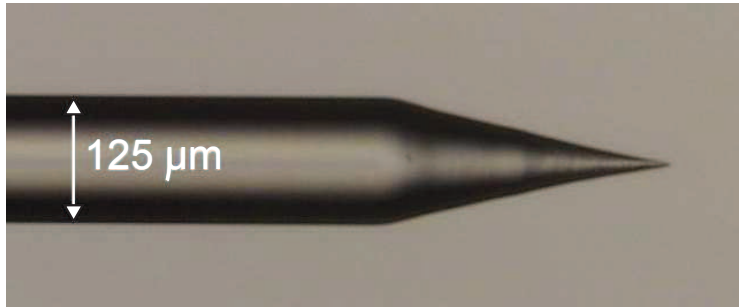
7.2.2 Principe de fonctionnement

Le système de sonde que nous utilisons est produit par A2 Photonics Sensor. Une photographie au microscope, figure 7.11(a), montre la tête de sonde de $125\ \mu\text{m}$ de diamètre. Le fonctionnement de ce système de mesure rappelé ici est décrit plus en détail dans Hong 2004 [59].

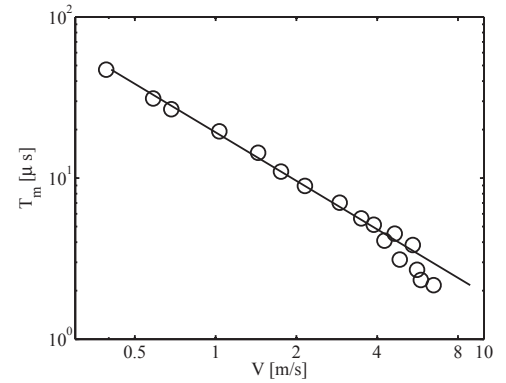
Détection de phase et vitesse

Le système technique est illustré figure 7.12. Notre sonde optique monofibre est obtenue à partir d'une fibre optique multimode dont une des extrémités est usinée selon une forme conique favorable à la pénétration dans les gouttes, et à une réponse optique contrôlée.

Cette sonde est couplée à une fourche en Y dont une des branches est éclairée par un laser. Suite à la réflexion à l'extrémité de la sonde, un signal de retour de la sonde est amplifié et converti en



(a) Agrandissement au microscope



(b) Etalonnage de la sonde en 10 – 60%

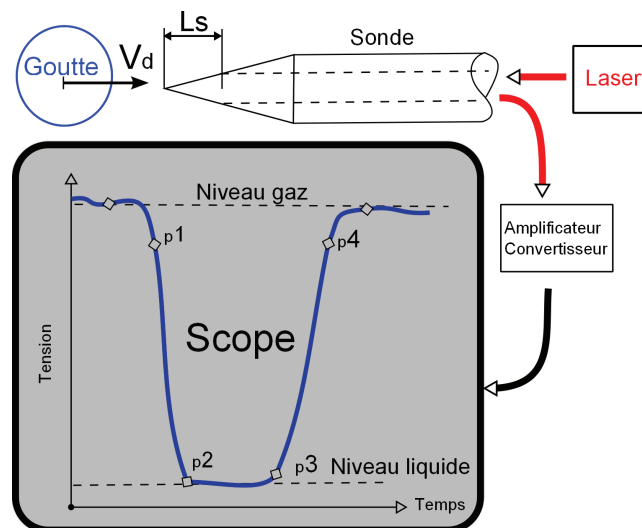
FIGURE 7.11 – Illustration d'une sonde monofibre conique de $125\ \mu\text{m}$ de diamètre.

FIGURE 7.12 – illustration du système de mesure

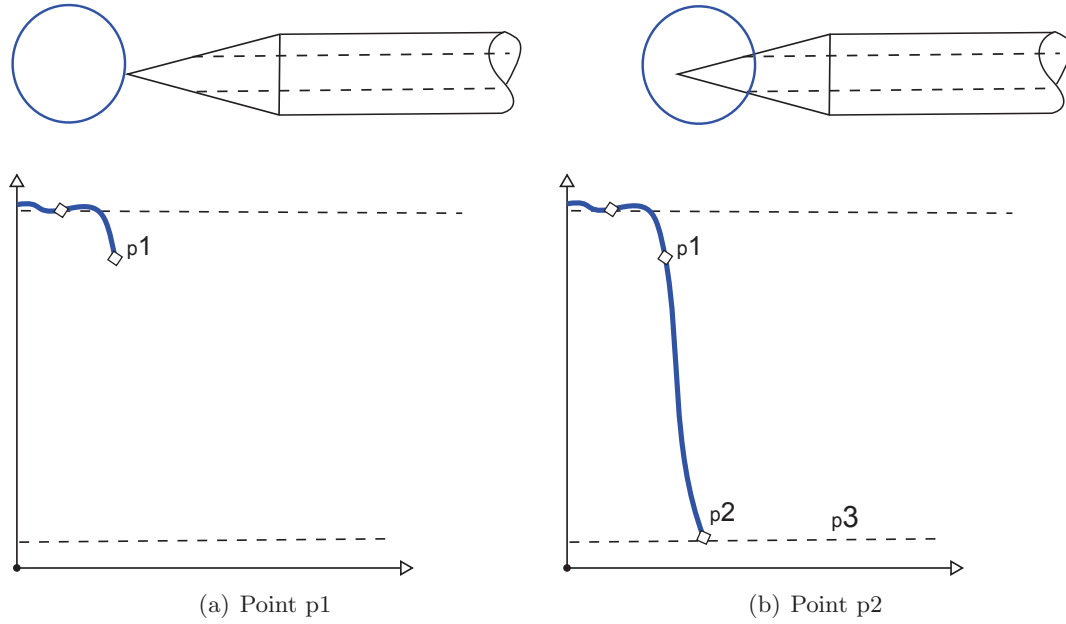


FIGURE 7.13 – Exemple de traitement des points p1 et p2

signal analogique électrique dans la deuxième branche. L'intensité de la lumière réfléchie dans la fibre optique dépend de l'indice de réfraction du milieu dans lequel est plongée l'extrémité de la sonde. Le signal analogique est ensuite numérisé, puis enregistré, par une carte d'acquisition haute fréquence *NI-6115*. La bande passante de l'électronique qui convertie le signal lumineux est inférieure au minimum de résolution de la carte d'acquisition. Il est donc possible avec ce matériel de capturer un temps minimal détectable de $0,1 \mu s$.

Détection de phase La figure 7.13 illustre l'évolution du signal analogique lors du mouillage de l'extrémité de sonde. Le changement du niveau de tension de V_{p1} vers V_{p2} est une image de la phase rencontrée et l'écart $V_{dyn} = V_{p2} - V_{p1}$ est appelée dynamique du signal.

Cette dynamique de signal est représentative de la qualité de mesure. V_{dyn} doit être grand devant le niveau de bruit du signal et les fluctuations du niveau gaz pour garantir une bonne détection de phase. Cette dynamique est propre à chaque sonde et dépend de l'intensité lumineuse du laser injecté dans la fibre optique et du gain de l'amplification électronique. Ce front descendant est très raide et reste souvent échantillonné sur quelques points seulement.

Seul un mouillage complet de la partie sensible de sonde permet d'obtenir V_{p2} , le niveau de tension de la phase liquide. Le signal reste à ce niveau de tension tant que la tête de sonde ne s'assèche pas (figure 7.14(a)). Le temps liquide T_L entre les points p_1 et p_3 permet de mesurer l'intervalle de temps durant lequel la sonde est en présence d'une phase liquide. p_1 correspond à l'instant du début de mouillage et p_3 au début du démouillage. Sur l'ensemble du signal de durée t_s , la somme de ces valeurs nous permet d'obtenir le taux de vide Tx au point de mesure du système étudié : $Tx = \frac{\sum T_L}{t_s}$

Vitesse Lors de l'assèchement de la sonde (figure 7.14), le signal revient vers son niveau de tension gaz. Le passage de V_{p3} à V_{p4} est beaucoup plus lent que le front descendant de V_{p1} à V_{p2} car le mécanisme capillaire est différent. Comme pour la mesure de vitesse de bulle, ce temps de montée T_M est une image de la vitesse de goutte comme l'ont montré Cartellier 1992 et Hong 2003 [27] et [58]. La figure 7.11(b) montre la relation entre T_M et la vitesse contrôlée d'une bulle lors d'un étalonnage. Cet étalonnage détermine la longueur sensible L_S de la sonde. Cette longueur permet de déterminer la vitesse dans le spray étudié en inversant la loi d'étalonnage. Nous obtenons la relation entre le temps de montée et la vitesse de goutte via la longueur sensible : $V_{goutte} = L_S.T_M^{-1}$. Il suffit donc de repérer

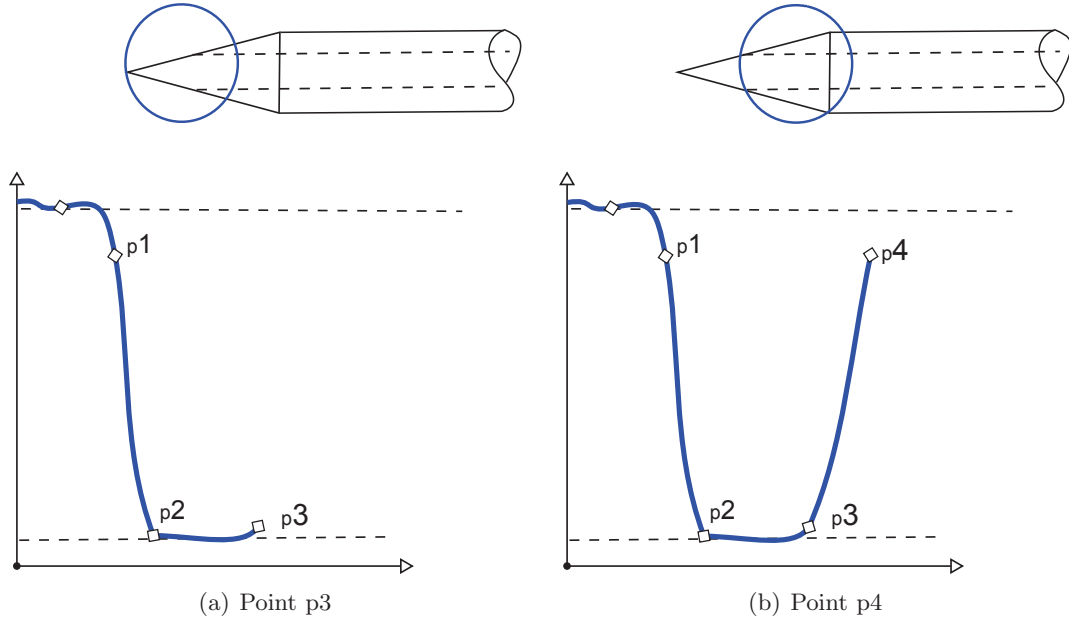
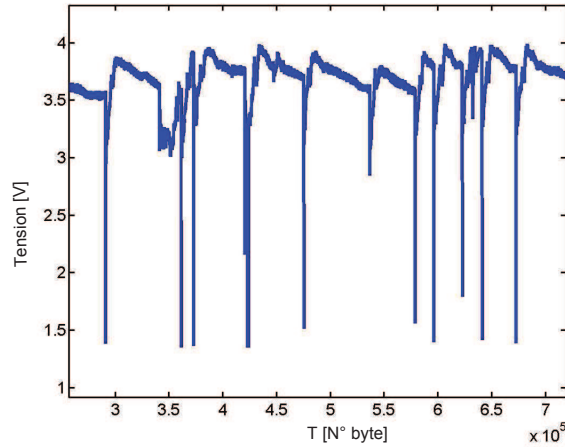


FIGURE 7.14 – Exemple de traitement de point p3 et p4

les quatre points caractéristiques de chaque goutte pour connaître d'une part sa vitesse et, d'autre part, sa taille.

La figure 7.15 est un exemple de signal obtenu par la sonde après amplification. Cette illustration

FIGURE 7.15 – Exemple de signal émis par la sonde dans le banc d'atomisation plan. $U_g = 30 \text{ m.s}^{-1}$

montre clairement que les niveaux de tensions propres à chaque phase ne sont pas constants au cours du temps et que l'algorithme de traitement de ce signal doit prendre en compte ces fluctuations.

Traitement du signal

Le nouvel algorithme du traitement de signal est codé sous matlab. Comme les versions précédentes, il fonctionne sur un principe de détection d'événement par seuillage lors d'un déroulement temporel du signal (Hong 2004 [59]). Lorsque le signal descend en dessous d'un seuil V_{detect} , une routine s'exécute pour déterminer l'ensemble des points caractéristiques de chaque goutte, figure 7.16.

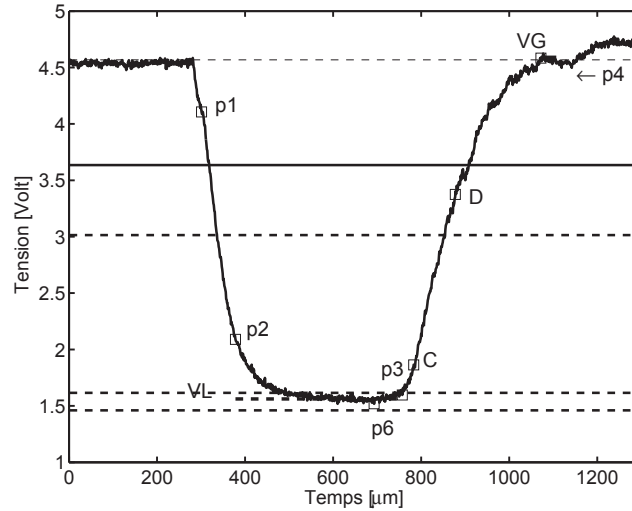


FIGURE 7.16 – Exemple de point caractéristiques de chaque goutte.

- Le premier point p_1 correspond au moment où une goutte percute la sonde (figure 7.13(a)). Ce point est défini comme le premier point en dehors du bruit gaz à partir d’une tension de référence en entrée de goutte. Le bruit gaz est calculé automatiquement sur des tranches de signal goutte mais borné par deux constantes choisies au départ : bruit minimum et maximum admissible. La position de ce point peut donc varier en fonction de l’échantillonnage et du bruit local. Cependant p_1 sert à mesurer T_L et le niveau de tension de p_1 influe extrêmement peu sur cette mesure.
- Les points p_2 et p_3 sont obtenus en mesurant l’évolution du gradient de tension entre l’entrée et la sortie de goutte. Cette méthode requiert un réglage du nombre de points utiles au calcul du gradient. Ce réglage se fait automatiquement via l’utilisation de constantes pour p_3 . Pour la suite, le point p_2 ne sert qu’à confirmer la morphologie de la goutte. En revanche, le point p_3 sert dans la mesure de T_L et un mauvais positionnement de ce point peut entraîner des erreurs de mesure suivant la qualité du signal. Le point p_3 peut néanmoins s’obtenir par seuillage depuis la tension de référence V_L .
- Le point p_6 représente le point de plus faible potentiel. Il est utile au calcul de la tension liquide V_L de la goutte.
- Pour finir les points p_4 et p_5 servent à calculer une tension de sortie V_G . La méthode de positionnement de ces points suit la méthode utilisée lors de l’étalonnage de la sonde. Le point p_5 , illustré figure 7.17 est recherché à une distance multiple xT_M du temps de montée approximatif. Le point p_4 se positionne au maximum en tension entre p_3 , et p_5 . Le placement de ces points est critique pour la mesure de T_M . Pour l’ensemble des mesures nous fixons $x = 5$.

Physique du démouillage et d’assèchement

Pour une sonde et un fluide donné, la physique de démouillage de la sonde ne dépend en théorie que de la vitesse de l’inclusion, de l’angle d’impact et de la forme de l’interface. Pour mesurer le temps de démouillage T_M nous avons besoin des références locales en tension à chaque goutte V_{p4} , V_{p5} et V_L . Ces niveaux de tension dépendent de la physique d’assèchement de la sonde. Cette phase d’assèchement concerne l’évolution du niveau gaz dans l’intervalle de temps entre la fin d’une goutte et le début de sa suivante. Cette physique est conditionnée par la géométrie de sonde, sa rugosité, la vitesse de phase gazeuse ou la concentration locale de liquide. Il y a donc deux temps caractéristiques en jeu : le temps de démouillage et le temps d’assèchement.

Lors de l’étalonnage, seul le temps de démouillage est mesuré. Il faut donc trouver une méthode pour prendre en compte le temps d’assèchement complet de sonde. Le point p_5 a pour fonction de délimiter

une base de temps de l'ordre de T_M . Le niveau de référence V_G est alors calculé sur plusieurs points suivant le maximum V_{p4} . Cette procédure est exactement la même pour l'étalonnage.

La figure 7.17 montre un démouillage complet et correct de la sonde. Sur ce signal, l'intervalle de temps entre deux gouttes successives est suffisamment grand devant $T_R + T_M$. Le palier gaz V_G est clairement identifié.

Ici nous avons bien un maximum entre p_4 et p_5 qui est pris pour référence. La tension peut continuer

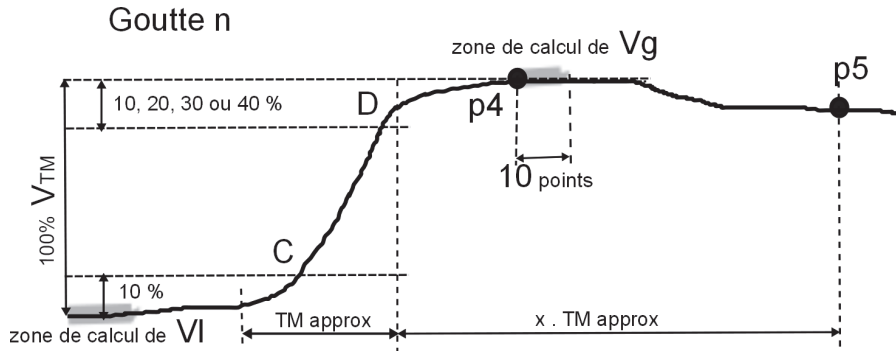


FIGURE 7.17 – Mesure de la tension de référence en sortie de goutte

à baisser jusqu'au p_1 suivant sans modifier la mesure. V_G et V_L étant connus, nous pouvons alors positionner les points C et D sur le front montant. Pour s'éloigner du bruit du signal ces points sont repérés par leurs niveaux de tension à une distance paramétrable de V_G et V_L . Usuellement nous utilisons depuis V_L 10% pour C et 70 ou 80% pour D . Ces seuils sont notés *loi 10 – 70* ou *loi 10 – 80*. Pour la suite du manuscrit nous noterons les niveaux retenus de la même manière, le premier chiffre correspond au seuil de C et le second au seuil de D . Pour gagner en précision, C et D sont chacun interpolés entre deux points du signal. L'intervalle de temps entre C et D correspond à T_M .

Certains phénomènes d'assèchement plus ou moins marginaux peuvent modifier le calcul de V_g . La figure 7.18 montre le cas d'un démouillage lent ou partiel qui peut se présenter lorsque la phase gazeuse est lente et la concentration de goutte faible. On peut constater que le niveau de gaz ne revient pas

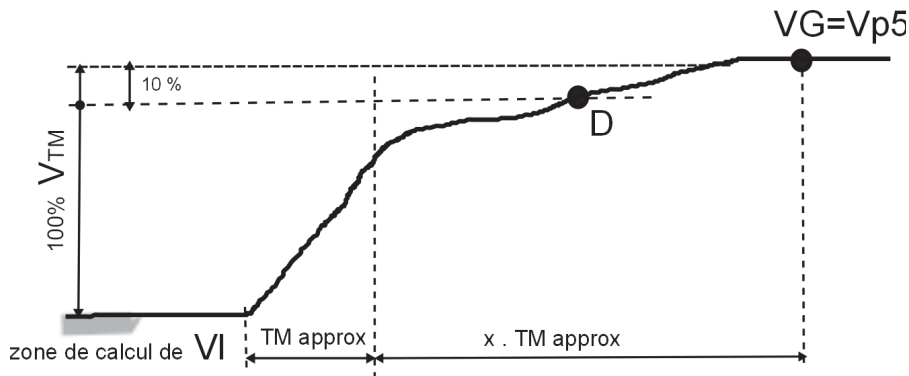


FIGURE 7.18 – Problème en cas de démouillage lent de la sonde

à son maximum dans la base de temps de démouillage. Il en résulte que le point D se trouve sur une partie de signal ne correspondant pas au démouillage et que T_M est largement surévaluée. Ce problème se résout utilisant une loi à 10 – 60 pour la mesure de D . Cette diminution de palier de calcul affecte peu la résolution de mesure.

Un autre phénomène problématique est illustré figure 7.19. Il s'agit d'un retour de lumière trop important dans la sonde lors de la sortie de goutte sur un intervalle de temps très court. Le niveau de V_g est alors fortement surévalué. Il est difficile de prendre en compte ce phénomène et une solution consiste à utiliser la tension de p_5 comme référence. Dans le cas où la concentration numérique de

goutte augmente, le point p_5 se confond avec le p_1 de la goutte qui suit.

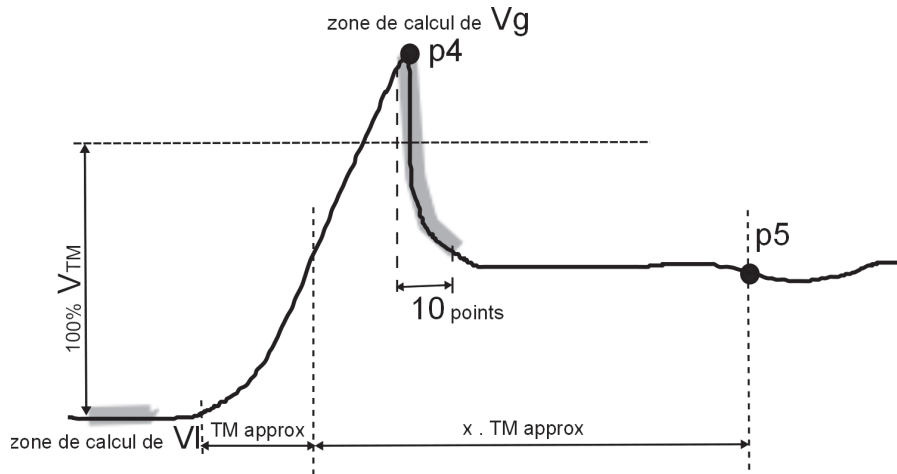


FIGURE 7.19 – Problème en cas de retour excessif de lumière : overshoot

Dynamique incomplète de signal

Les gouttes ne parviennent pas systématiquement à mouiller l'intégralité de la sonde. Hong 2004 [59] montre qu'en extrapolant le temps de montée T_M de ces événements il est possible de connaître leurs vitesses. La figure 7.20 montre une classification des types de goutte en fonction de leur amplitude.

Comme mentionné précédemment, tout événement qui passe sous le seuil de détection lance une

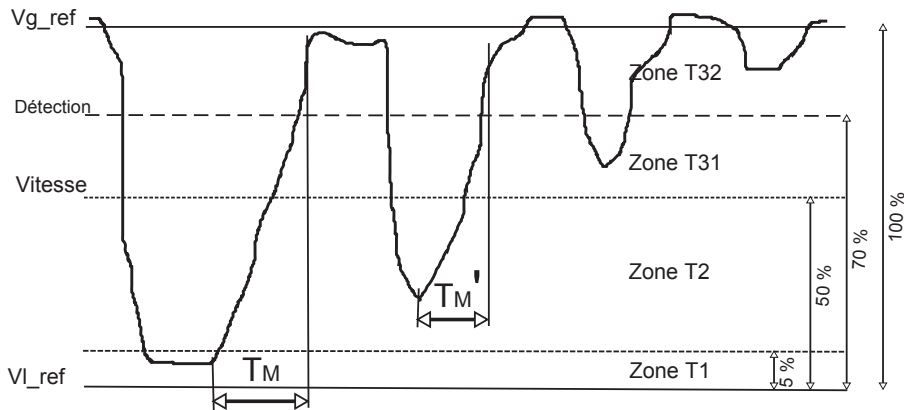


FIGURE 7.20 – Classification des types de gouttes

routine de traitement. Les gouttes qui atteignent le niveau liquide et forment un palier sont référencées de type 1 et ne subissent aucune modification. Les gouttes ne formant pas un palier liquide et dont le point le plus bas s'écarte de plus de 5 % du niveau liquide moyen sont considérées de type 2. T_M est mesuré avec une routine proche de celle utilisée pour les types 1. L'amplitude moyenne des gouttes de type 1, $Vg_{ref} - Vl_{ref}$, sert alors de référence pour dilater les gouttes de type 2 jusqu'au niveau liquide. $T_M = \frac{Vg_{ref} - Vl_{ref}}{Vg_{ref} - V_{p3}} \times T'_M$.

La vitesse est considérée comme mesurable si la signature de goutte dépasse 50 % de l'amplitude moyenne des types 1. En dessous de cette limite, le manque de résolution du front de démouillage génère une incertitude trop grande et nous utilisons une autre méthode pour déterminer la vitesse des inclusions de type 3. Pour ces gouttes nous ne mesurons que le temps de résidence liquide T_L . Nous connaissons les T_L et cordes des gouttes de type 1 et 2. Nous supposons qu'il existe une corrélation entre ces valeurs. La figure 7.21 illustre cette corrélation et traçant les T_L en abscisse et les cordes

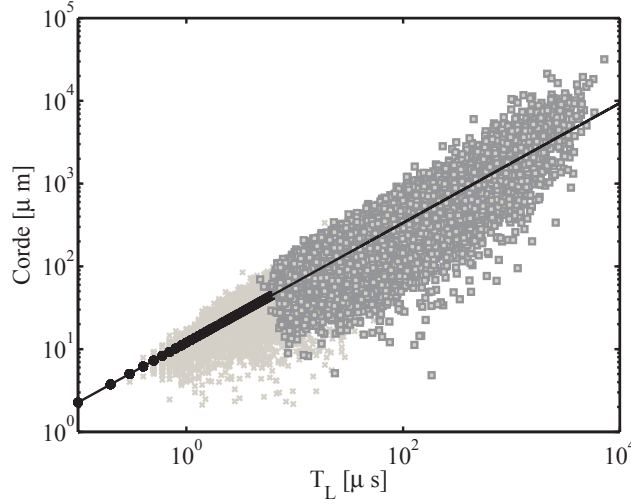


FIGURE 7.21 – Exemple de l’interpolation des cordes de type 3. \square : Type 1, \times : Type 2, \bullet : Type 3, Ligne : $A \times T_L^B$. $U_G = 50 \text{ m/s}$, $U_L = 0.8 \text{ m/s}$ et $H_L = 6 \text{ mm}$

correspondantes à chaque évènement de type 1 ou 2 en ordonnée.

Les \square correspondent aux types 1 et les \times aux types 2. Celles ci ont une corde moyenne inférieure au type 1. Le nuage de points laisse clairement apparaître une dépendance entre corde et T_M . La ligne continue représente une loi empirique de la forme $\text{corde} = A \times T_L^B$.

Cette loi sert à déterminer la corde des types 3 à partir de leur T_L . Par extension il est donc possible d’attribuer une vitesse pour les types 3.

Pour finir, il existe des évènements correspondant au passage de gouttes extrêmement fines ou désaxées dont l’amplitude ne dépasse pas les seuils de détection. Pour mesurer leur T_L , nous mesurons le gradient du signal entre chaque goutte détectée. Si celui ci dépasse une amplitude fixée sur un temps supérieur à quelques périodes d’échantillonnage, cela veut dire qu’une goutte est détectée. Une routine dite de seconde détection est lancée pour déterminer ses points caractéristiques. Cette méthode de seconde détection est fortement conditionnée à la qualité du signal et n’est pas activée par défaut. Pour les signaux où le rapport bruit/signal dans le gaz est important, il y a un risque d’interpréter des fluctuations du niveau gaz comme une goutte. D’une manière générale cette seconde détection concerne une part infime de l’ensemble des gouttes détectées.

Nous venons de voir comment le signal de sonde peut prendre forme suivant la taille des gouttes et les conditions d’injection. A présent nous regardons comment exploiter ce signal pour contrôler l’incertitude de mesure.

7.2.3 Longueur sensible de sonde

La connaissance de la longueur sensible de sonde est l’élément à étalonner dans ce système de mesure. Le banc d’étalonnage nous permet de mesurer simultanément la vitesse d’une interface liquide/gaz et d’enregistrer le signal émis par la sonde. Nous utilisons le banc d’étalonnage utilisé par Hong 2003 [58] et Ben Rayana 2007 [13] avec une amélioration mineure du système de mesure de montée des bulles.

Sur ce banc nous obtenons la dépendance entre T_M et V_{goutte} comme illustré figure 7.11(b). Le temps de montée n’est jamais mesuré à 100% entre V_G et V_L . L’étalonnage se fait en choisissant plusieurs paires de seuils en amplitude (en général 10 – 60, 10 – 70, 10 – 80 et 10 – 90). On parle alors de longueur sensible L_S en loi 10–XX notée pour la suite du manuscrit : $L_S(10-XX)$. La relation entre les L_S des différentes lois n’est pas forcément linéaire et dépend de chaque sonde. Il n’est pas toujours possible par exemple de connaître L_S en loi 10 – 60 à partir de L_S en loi 10 – 90. Généralement les sondes, dont la qualité d’usinage est correcte, ont une relation linéaire entre ces lois. La répétabilité de l’étalonnage est estimé à $2 \mu\text{m}$ pour une loi en 10 – 60 avec un opérateur expérimenté. Des évolutions

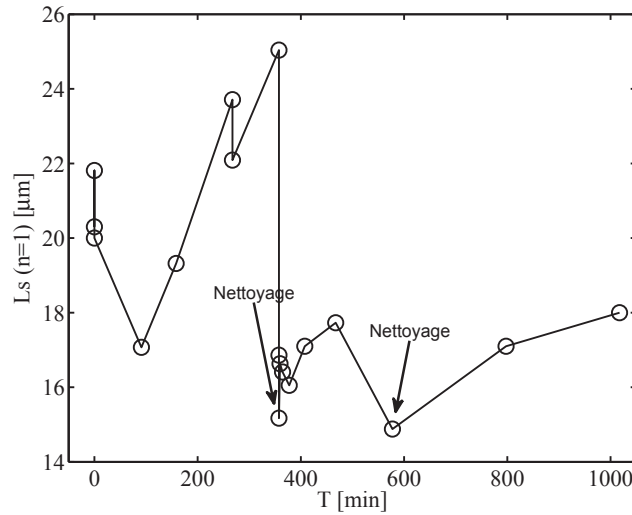


FIGURE 7.22 – Longueur sensible L_S en loi 10 – 60 d’une sonde obtenue par étalonnages successifs au cours de son utilisation. Nettoyage à $t = 350$ et 550 min .

récentes de ce banc permettent d’enregistrer des déplacements d’interface jusqu’à 16 m/s .

Pour garantir une bonne fiabilité de mesure, il est primordial de contrôler la variation dans le temps d’une réponse de sonde donnée. La figure 7.22 montre que dans certaines conditions d’essais la longueur sensible L_S d’une sonde peut évoluer dans le temps. L’abscisse du graphique représente le temps d’utilisation de la sonde en minutes et l’ordonnée sa longueur sensible.

Les étalonnages initiaux sont réalisés pour une sonde n’ayant jamais opéré dans un spray diphasique à forte vitesse gaz. Aux instants $t = 350$ et 550 min la sonde est nettoyée par frottement mécanique sur du papier optique imbibé d’alcool. Entre l’instant initial et les nettoyages, la sonde est mise dans des conditions de mesure très contraignantes (U_g et U_l au maximum soit respectivement 90 m/s et 1 m/s) sur le banc d’atomisation plan. Sur l’ensemble de l’expérimentation, la sonde subit des variations de L_S de plus de 40 %. Dès la mise en fonctionnement, la tête de sonde subit une modification qui fait chuter sa longueur sensible. Il s’agit probablement d’une phase d’érosion qui finalise l’usinage. Ensuite, la longueur sensible ne cesse de remonter jusqu’au premier nettoyage à $t = 275 \text{ min}$. Après nettoyage la longueur sensible atteint son minimum, ici de $15 \mu m$. Dans les premières minutes du cycle suivant, L_S évolue rapidement, mais dans la limite de la barre d’incertitude de l’étalonnage. Ensuite L_S évolue vers une valeur de $18 \mu m$ jusqu’au nettoyage suivant 200 min plus tard. Suite au second nettoyage, la sonde reprend sa valeur de $15 \mu m$ et le cycle suivant montre aussi une variation de L_S similaire, mais sur un intervalle de temps plus long. La sonde semble avoir alors un comportement reproductible. Le premier cycle correspond à une phase de rodage de la sonde où celle ci finit de s’user dans les conditions contraignantes du banc expérimental. Les cycles suivants mettent en évidence un phénomène d’encrassement de la sonde.

Afin de vérifier la reproductibilité de cet encrassement, nous complétons l’étude précédente en relevant au cours du temps la moyenne des T_M et la tension gaz V_G mesurées sur le banc expérimental (figure 7.23). Cette méthode nous permet d’identifier indirectement les possibles changements de L_S sans avoir recours aux étalonnages. Le point de fonctionnement est strictement identique tout le long de l’expérience : $U_g = 50 \text{ m/s}$ et $U_l = 0,8 \text{ m/s}$.

Aux instants $t = 45, 91, 136$ et 177 min un nettoyage réinitialise la sonde. La série \circ correspond à la valeur moyenne des T_M mesurée sur une minute. Cet intervalle de temps de mesure est suffisamment long pour obtenir une convergence statistique de la distribution des T_M . La valeur numérique adjacente à chaque point représente le rapport entre le T_M moyen au cours de la mesure et sa valeur après nettoyage. La ligne discontinue donne la valeur de V_G moyen.

Cette méthode de contrôle indirect de L_S reproduit le même phénomène d’encrassement. Entre deux nettoyages, une évolution de L_S est notable pouvant atteindre 50 % d’augmentation. Aux instants

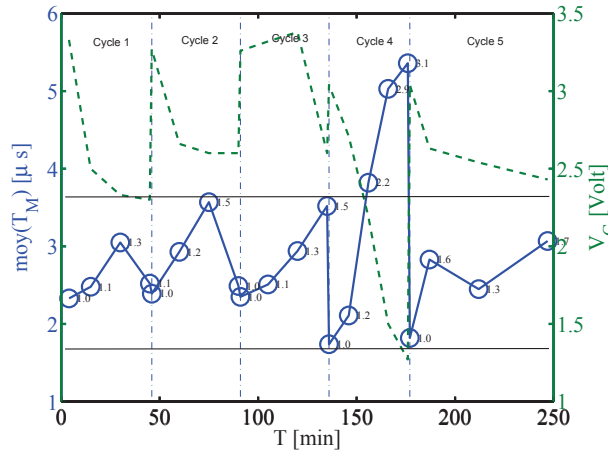


FIGURE 7.23 – Evolution du temps de montée moyen en fonction du temps. $U_G = 80 \text{ m/s}$, $U_L = 1 \text{ m/s}$ et $H_L = 10 \text{ mm}$. Nettoyage à $t = 45, 91, 136$ et 177 min . \circ : $\text{moy}(T_M)$, lignes discontinues : tension gaz V_G , lignes fines : écart fonctionnement normal, lignes mixtes verticales : Cycle de nettoyage.

$t = 45$ et 91 min , nous remarquons que $\text{moy}(T_M)$ est presque identique avant et après étalonnage. La sonde peut donc se désencrasser sous l'action des gouttes. Ce phénomène n'est pas reproductible puisqu'on ne le retrouve pas systématiquement dans les cycles suivants, passé un délai de 50 min . Le 4^{ème} cycle montre une augmentation plus importante qui s'explique par des conditions opératoires différentes. Lors de ce cycle nous avons coupé l'eau de l'échangeur thermique afin de produire de l'air chaud. Les gouttes de petites tailles sont plus affectées par ce changement de température et leur population diminue par évaporation au profit de plus grosses gouttes. Cette augmentation de température de l'air a aussi pour conséquence un assèchement plus rapide et de nature différente. Ces deux phénomènes entraînent un T_M moyen plus grand que les trois premiers cycles. Il s'agit d'une mesure différente que l'on doit exclure de cette étude.

Conclusion sur L_S Cette expérience montre que dans la procédure de mesure sur notre installation nous devons limiter le temps d'acquisition à 10 min par point de fonctionnement. En effet un nettoyage de sonde au milieu de l'acquisition d'un point nécessite un démontage et augmente ainsi légèrement l'incertitude de mesure. Il est important de noter que le nettoyage augmente le risque de casse de la sonde. En cas de casse, il est obligatoire de refaire l'ensemble des mesures de l'expérience pour ne pas ajouter une incertitude liée à la physique propre de sonde.

En respectant cet intervalle de temps nous avons une augmentation maximale de L_S qui ne dépasse pas 10% soit environ $\pm 2 \mu\text{m}$ pour une loi $10 - 60$. Cette incertitude est comparable à l'incertitude d'étalonnage de 10% sur la même loi $10 - 60$. Pour les points de fonctionnement à faible vitesse gaz $U_g = 20 \text{ m/s}$ où le flux de gouttes est faible, nous augmentons légèrement ce temps de mesure et nous nettoyons la sonde au milieu des mesures afin de converger convenablement les données.

Connaissant les limitations sur L_S et sur le signal de sonde généré, nous examinons maintenant l'ensemble de la procédure qui fournit les distributions jointes de cordes et de vitesses de gouttes.

7.2.4 Architecture du programme et procédure de mesure

Le diagramme 7.24 montre l'architecture de l'ensemble logiciel SOG6 pour l'acquisition et le traitement d'un signal de sonde.

Tout d'abord, le signal de retour de sonde est enregistré via une carte d'acquisition NI 6115 d'une cadence maximale égale à 10 Ms/s . Le signal enregistré sous format binaire est ensuite traité sous Matlab conformément aux spécifications du chapitre 7.2.2. Les points et temps caractéristiques sur

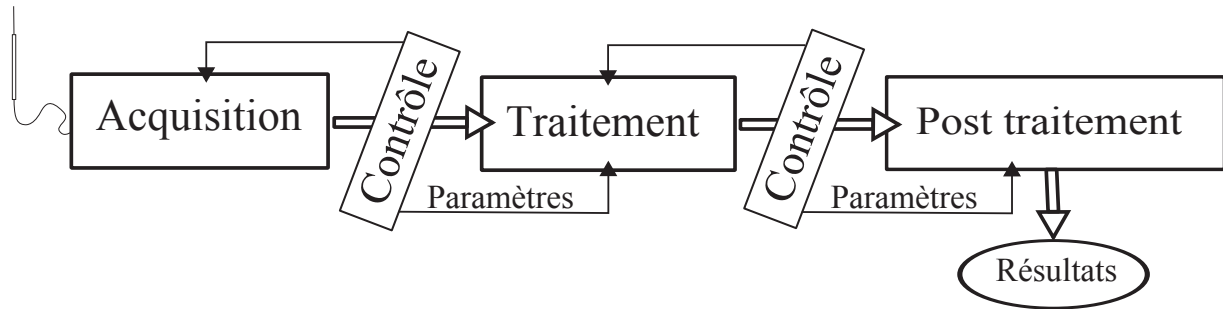


FIGURE 7.24 – architecture de l'ensemble logiciel SOG6

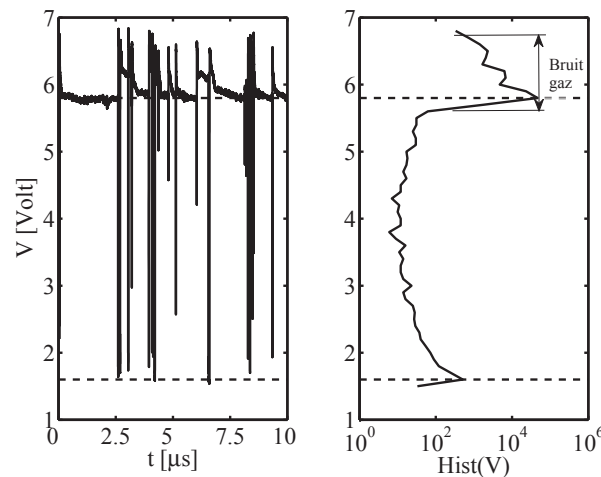


FIGURE 7.25 – Signal sonde et histogramme des tensions associé

le signal étant déterminés, nous pouvons créer les distributions jointes vitesse/corde par le post-traitement. Une série de contrôles est réalisée tout le long de la chaîne d'acquisition des données.

Vérification de qualité de signal

Le premier contrôle concerne l'aspect général du signal acquis sur plusieurs aspects :

- La dynamique du signal est suffisamment importante pour avoir un rapport bruit sur signal faible,
- Les fronts de démouillage ne présentent pas de palier intermédiaire bas,
- Les temps de montée ne sont pas sous-échantillonnés,
- Pour des raisons logicielles, l'occurrence des inclusions est suffisante pour ne pas générer de longs morceaux de signal vide,
- Les paliers liquides et gaz sont bien marqués.

Pour le dernier point, nous réalisons un histogramme des niveaux de tension sur l'ensemble du signal, exemple figure 7.25. La figure de gauche montre un signal temporel avec le passage de gouttes. Nous pouvons observer le comportement général de la sonde notamment le type de démouillage de la sonde. Ici, nous avons une sonde avec une légère tendance à l'overshoot mais qui tend vers une valeur fixe de V_g marquée en pointillé. Le spray étudié est peu dense. Sur ce micro échantillon, les trois types de gouttes sont présents.

Nous ne pouvons visualiser et contrôler l'ensemble du signal. L'histogramme des tensions, figure de droite, nous permet de mener la même analyse sur l'ensemble du signal. Lorsque l'acquisition est longue, il est possible de faire des histogrammes partiels afin de contrôler la variation des niveaux de tension dans le temps. Le pic de l'histogramme à 6 volt représente V_g et le pic moins important à 1.6 volt représente V_l . Les deux niveaux de référence sont bien présents et le bruit coté gaz est faible

(16 % de la dynamique $V_G - V_L$ soit environ 1 *volt*). Ces niveaux sont donc retenus comme paramètres du traitement. Le seuil de première détection se situe entre les deux pics de l'histogramme au plus près du changement de pente coté gaz.

Validation du traitement

Le second contrôle porte sur les points suivant :

- Fréquence d'acquisition suffisante,
- Présence de fausses gouttes,
- Rapport des tensions entre entrée et sortie de goutte.

La fréquence d'acquisition est estimée en début de mesure par l'ordre de grandeur de la vitesse des gouttes. La validité de cette fréquence d'acquisition est ensuite vérifiée lors d'un contrôle à l'issue du traitement. L'échantillonnage est critique pour la mesure des T_M . Un histogramme donne le nombre d'échantillons pour chaque temps de montée. Ce diagramme nous donne une information sur l'incertitude de mesure de vitesse. Par exemple, si la proportion de T_M échantillonnés en moins de 5 points devient prépondérante, cela signifie que l'erreur de mesure de vitesse devient grande. Si les T_M sont sous échantillonnés, il est nécessaire de relancer le traitement avec une fréquence d'acquisition plus grande.

Les fausses gouttes correspondent à du bruit ou des fluctuations gaz qui sont traitées comme des gouttes de type 3. Généralement ces événements faussent le rapport des populations entre Type 1 et 3. Une trop grande population de gouttes dont l'amplitude est très proche de l'amplitude du bruit gaz permet de les détecter. Elles sont généralement concentrées temporellement sur des instants courts et leur T_L est échantillonné sur peu de points. De part leur grand nombre, elles peuvent fausser les statistiques ainsi que les histogrammes. Ce problème peut être réglé en reculant le seuil de première détection afin de ne pas interférer avec le bruit gaz.

Une autre solution consiste à filtrer, lors du post traitement, ces gouttes par leur amplitude. Lors du post traitement, l'ensemble des données aberrantes comme les T_M et T_L négatifs est éliminé par filtrage. Le taux de gouttes filtrées est un indicateur de la qualité de mesure. S'il est trop important, les paramètres de traitement ou bien la sonde doivent être remis en cause.

Enfin, il est nécessaire de tracer l'histogramme par type des rapports de tension entre entrée et sortie de gouttes. Cette mesure nous permet de contrôler la tendance de la sonde au démouillage lent ou à l'overshoot. Si ce rapport est proche de 1 pour les types 1, la sonde a un comportement normal. Si ce même rapport dévie vers le bas nous sommes en présence d'un démouillage lent, et s'il dévie vers le haut, il y a trop d'overshoot. Dans un cas comme dans l'autre, le traitement doit être relancé avec les options adaptées au comportement de sonde.

Cette procédure nous délivre $pdf(T_M, T_V)$ à la fin du traitement puis $pdf(C, v)$ à la fin du post traitement. La figure 7.26 donne un exemple de distribution de T_M et T_L . L'encart sur la figure de gauche montre la coupure franche des T_L avec la résolution minimale en fréquence de la carte à 0,1 μs . La chaîne de traitement est ensuite terminée et la phase d'analyse des données commence. La première étape de cette analyse est d'étudier la convergence des données.

7.3 Convergence des données et exploitation du vecteur corde

La convergence des données est une garantie nécessaire de la qualité de mesure. Cette convergence dépend fortement du spray étudié. Deux types de convergence sont nécessaires, celle pour garantir une incertitude sur la valeur moyenne et la convergence qui permet une résolution correcte des fonctions de densité de probabilité.

Convergence des fonctions de distribution

La compréhension des mécanismes d'atomisation permet de fournir des modèles statistiques de distribution de taille de gouttes. Ces modèles prévoient généralement des distributions monotones avec éventuellement un maximum. Lorsqu'un seul mécanisme d'atomisation est en jeu, nous nous attendons à retrouver cette monotonie dans les distributions mesurées. Nous considérons que les distributions mesurées sont convergées lorsque elles apparaissent comme globalement monotones pour une largeur de classe égale à la moitié de la longueur sensible de sonde sur une loi 10 – 60.

Nous savons d'après Hong 2004 [59] que les sondes optiques détectent fidèlement des gouttes de diamètre inférieur au tiers de la longueur sensible en loi 10 – 90. L'aspect monotone des distributions est une propriété essentielle pour la reconstruction des distributions de diamètre que nous verrons section 7.3.1 car le calcul d'inversion s'initialise sur la plus grande des classes. Pour les grandes cordes où les événements sont moins probables et où les valeurs sont étalées, cette monotonie ne peut pas être atteinte et les queues de distribution sont souvent mal résolues. Il est donc important lors des mesures d'augmenter au maximum les temps d'acquisition pour remplir les grandes classes au mieux. Lorsque les flux numériques sont faibles, à faible U_g , ces temps d'acquisition deviennent de l'ordre de grandeur du temps caractéristique d'encrassement de la tête de sonde soit 10 *min*. Sur cet intervalle de temps, la stabilité du point de fonctionnement est garantie.

Pour résoudre ce problème de visibilité aux grandes classes, nous calculons la densité de distribution avec une classe variable. Les deux premières classes sont respectivement $Ls(10 - 60)/2$ et $Ls(10 - 60)$ et les autres classes sont dimensionnées pour obtenir un nombre d'événements constants par classe. En posant h une largeur de classe, N le nombre de cordes enregistrées et I la fonction indicatrice, une distribution mesurée discrétisée s'écrit :

$$P_C(i) = \frac{1}{Nh} \sum_{n=0}^N I\left(-\frac{1}{2} < \frac{C_n - C_i}{h} < \frac{1}{2}\right) \quad (7.21)$$

Le nombre d'événements par classe dépend bien de h . Pour mettre en place une classe variable C'_i nous définissons un nombre de classes souhaité h_n afin de déterminer le nombre d'événements par classe N/h_n . Chaque classe est définie par la relation :

$$\frac{N}{h_n} = \sum_{n=0}^N I(C_n < C'_i) \quad (7.22)$$

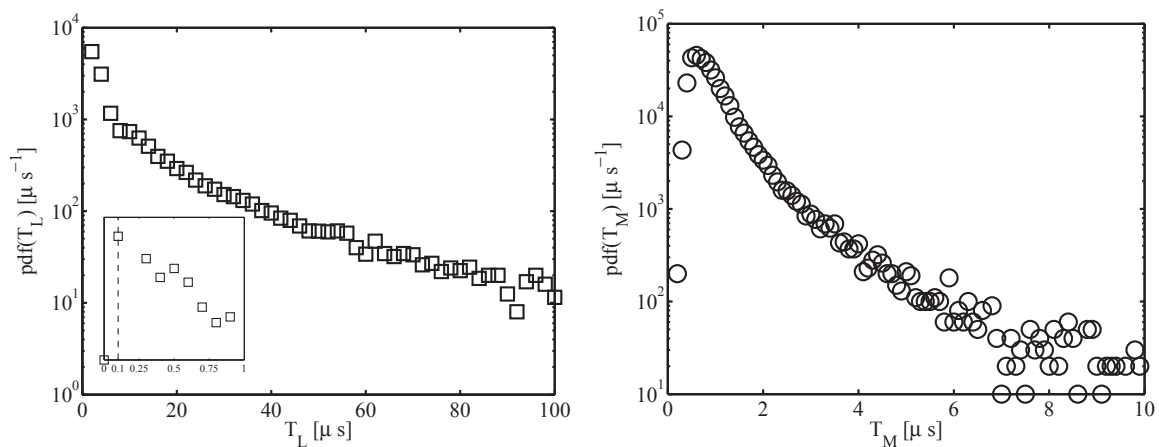


FIGURE 7.26 – Exemple de distribution de temps liquide T_L à gauche et de temps de montée T_M à droite obtenues à l'issue du traitement de signal. L'encart à gauche montre la coupure des T_L . Condition : $U_g = 90 \text{ m/s}$ et $U_l = 1 \text{ m/s}$

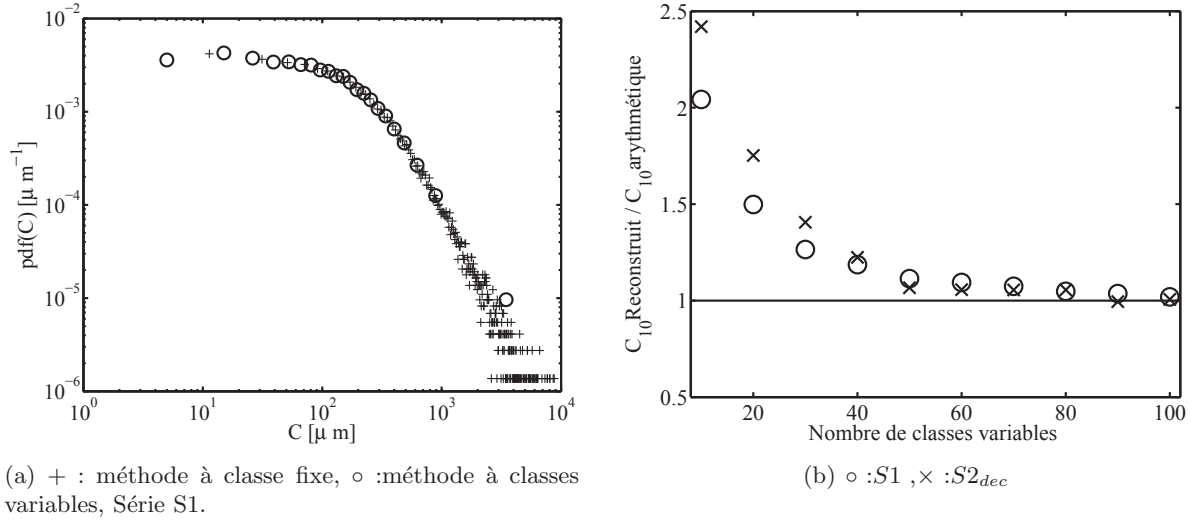


FIGURE 7.27 – Illustration de distributions de cordes mesurées suivant deux méthodes de calcul. Pas de cordes filtrées. o : 20 classes variables, × : classe fixe de 10 μm .

Pour trouver le vecteur des classes variables C'_i nous comptons un nombre fixe de cordes dans le vecteur corde classé par ordre ascendant. Nous obtenons ainsi la distribution discrétisée :

$$P'_C(i) = \frac{1}{(C'_i - C'_{i+1})h_n} \quad (7.23)$$

Cette technique ne permet pas d'obtenir un histogramme mais une densité de probabilité.

La figure 7.27(a) montre la différence entre la construction classique à classe constante de la pdf et la méthode à nombre d'événements constant. La méthode à classe variable, motif o, présente un seul point moyen pour les grandes classes là où la méthode classique manque de lisibilité à cet endroit. Pour l'inversion, les fonctions de densité calculées avec cette méthode sont mieux adaptées.

A partir de ces distributions de corde, il est possible de recalculer les valeurs moyennes $C_{10}(\text{reconstruit})$ et la variance du vecteur corde. L'écart entre le $C_{10}(\text{arithmétique})$ calculé sur la moyenne du vecteur corde et le $C_{10}(\text{reconstruit})$ évalué à partir de la distribution est un indice de la convergence des données. Pour la pdf à classe fixe, nous obtenons toujours un rapport $C_{10}(\text{reconstruit})/C_{10}(\text{arithmétique})$ proche de 1 avec une classe fixe inférieure à 100 μm .

La figure 7.27(b) montre comment évolue le rapport $C_{10}(\text{reconstruit})/C_{10}(\text{arithmétique})$ pour les pdf à classe variable en fonction du nombre de classe choisi. L'ensemble des points de fonctionnement que nous allons étudier dans la section 7.7 est représenté. Nous voyons clairement que si le nombre de classes est trop faible, un écart important se forme avec la valeur arithmétique. Lorsque le nombre de classe atteint 50, le $C_{10}(\text{reconstruit})$ se rapproche de la valeur arithmétique et l'effet de discrétisation devient négligeable.

Convergence des valeurs moyennes

Nous étudions comment le C_{10} calculé comme la moyenne du vecteur corde converge. Les tailles de gouttes du spray que nous étudions se distribuent selon des lois statistiques dissymétriques vers les petites tailles avec des queues de distribution très longues et discontinues. Ces distributions ont des écarts types $\sigma_{C_{10}}$ importants et non connus a priori. L'erreur type de la moyenne $\sigma_{\overline{C_{10}}}$, représentative de la convergence de mesure, ne peut donc pas être approximée par $\frac{\sigma_{C_{10}}}{n}$ où n est le nombre d'échantillons enregistrés. La figure 7.28 montre comment la valeur de C_{10} progresse suivant le nombre d'échantillons.

Sur chacun de ces deux graphiques, la ligne continue représente la moyenne C_{10} calculée sur les n

U_g	20	20	20	25	25	25	30	30	30	35	35	35
U_l	0.37	0.52	0.61	0.42	0.61	0.69	0.50	0.71	0.85	0.58	0.85	0.93
C_{10}	521.8	736.9	853.6	305.1	351.6	375.4	235.3	300.0	327.0	163.2	228.5	265.0
$C_{10}(98\%)$	472.2	663.5	759.4	267.7	310.8	332.2	205.2	259.0	281.3	139.6	192.3	222.6
$\frac{C_{10}}{C_{10}(98\%)}$	1.10	1.11	1.12	1.14	1.13	1.13	1.15	1.16	1.16	1.17	1.19	1.19

TABLE 7.3 – Valeur moyenne des cordes pour différents points de fonctionnement avec et sans rabotage des grands événements

premiers échantillons. Les lignes discontinues montrent comment la moyenne est encadrée lorsque n devient grand. La distance entre ces lignes représente un écart de 3 % sur C_{10} . Malgré un grand nombre d'échantillons enregistrés, 120000 pour $U_g = 90 \text{ m/s}$ et 15000 pour $U_g = 30 \text{ m/s}$, la moyenne est toujours fluctuante. L'origine physique de ces fluctuations dépend des grands événements et il est donc essentiel de comprendre comment ils contribuent à la moyenne.

Nous utilisons un filtre passe-haut exploité par Hong 2003 [58] sur d'autres points de fonctionnement pour obtenir $C_{10}(98\%)$. Ce filtre consiste à supprimer les 2% plus grosses cordes. Le tableau 7.3 est un exemple de C_{10} et $C_{10}(98\%)$ obtenus pour 12 points de fonctionnement différents. Ces résultats seront exploités en section 7.7.

La différence maximale entre ces deux méthodes de mesure de C_{10} s'élève à 15 %. La suppression d'une faible part de la population totale de gouttes a un grand impact sur la moyenne. Cet écart semble augmenter avec U_g . Nous contrôlons comment C_{10} reste influencé par les grands événements lorsque la limite du filtre augmente, figure 7.29.

Cette figure reprend les données du tableau avec des valeurs de coupures de 0%, 2%, 4% et 6% (respectivement série \circ , $+$, \square et \diamond). Les cordes sont tracées en fonction des vitesses U_g . Comme attendus, les premiers 2% ont plus d'influence sur le C_{10} que les coupures suivantes et tout particulièrement pour les faibles U_g . L'élimination des 2% des plus gros événements stabilise la valeur de corde moyenne. La tendance des C_{10} en fonction de U_g n'est pas affectée par ce filtre.

La même étude est réalisée sur le flux de goutte. Pour celui-ci, nous constatons que le nombre de gouttes nécessaire à la convergence est proche du nombre nécessaire à la mesure de C_{10} .

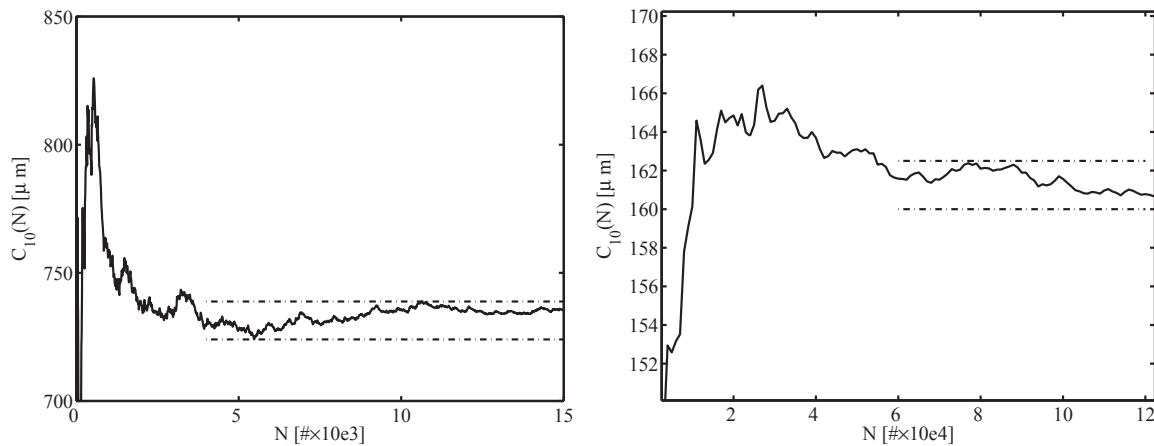


FIGURE 7.28 – Convergence de la corde moyenne en fonction du nombre d'échantillons. $U_g = 30 \text{ m/s}$ à droite et $U_g = 90 \text{ m/s}$ à gauche. La distance entre les lignes mixtes horizontales représente un écart de 3%.

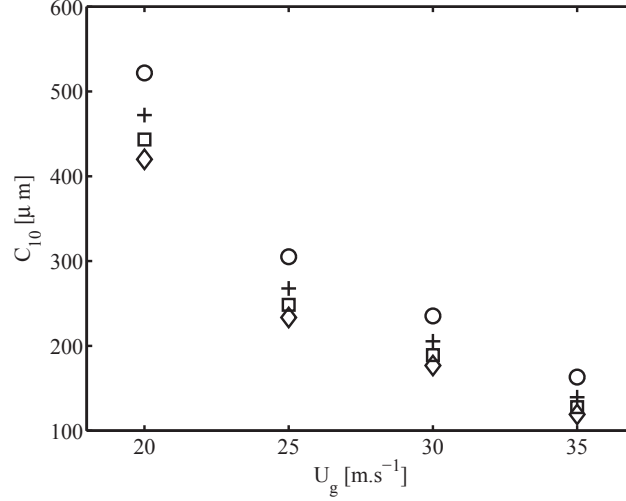


FIGURE 7.29 – Corde moyenne en fonction de U_g suivant le pourcentage d'événements supprimés. \circ : 00%, $+$: 02%, \square : 04%, \diamond : 06%

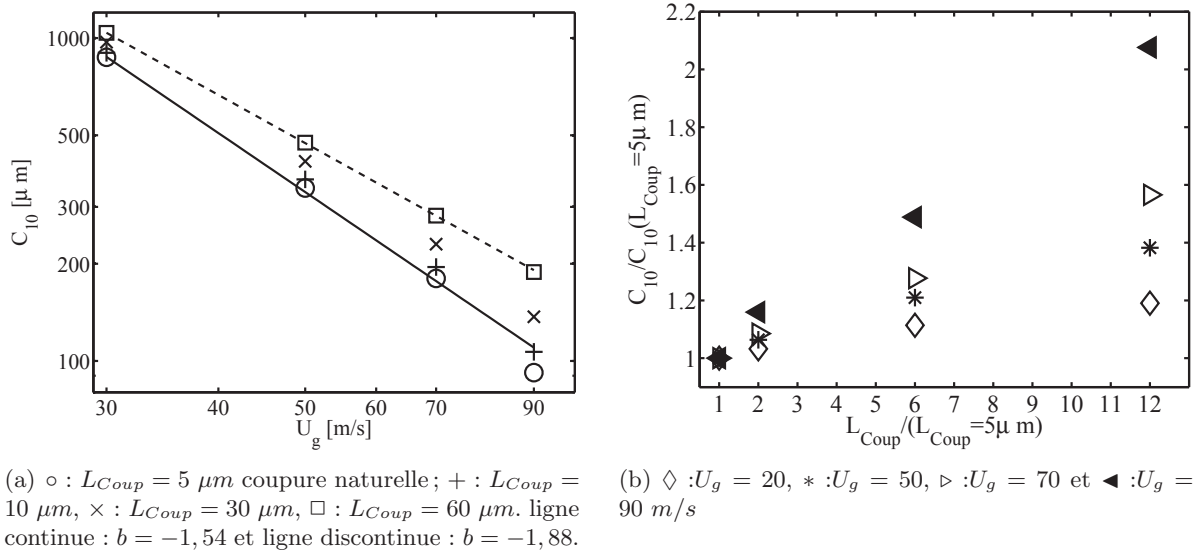


FIGURE 7.30 – Influence de la résolution de sonde. A gauche C_{10} en fonction de U_g pour plusieurs valeurs de L_{coup} à $x = L_{dard}$ et $z = H_l$. A droite C_{10} en fonction de L_{coup} pour plusieurs valeurs de U_g . C_{10} et L_{coup} sont adimensionnés par leur valeur calculée avec une longueur de sonde minimale $L_S(10 - 60)$. Expérimentation en configuration $N^{\circ}2$, $H_l = 6 \text{ mm}$, $M = 8$ avec sonde $L_S(10 - 60) = 10 \mu\text{m}$ en loi 10 - 60. Le filtre des grands événements à 98% est actif.

Influence de la longueur sensible de sonde sur les tendances de C_{10}

Nous venons de voir l'influence des grandes cordes sur le calcul de la valeur moyenne. Les progrès de fabrication permettent d'obtenir des sondes de longueur sensible de $L_S(10 - 60) = 10 \mu\text{m}$. Lorsque la vitesse gaz augmente, la proportion de gouttes en dessous de la résolution de la sonde augmente. Ces gouttes sont mal prises en compte dans le calcul de C_{10} . Il y a donc une valeur de coupure L_{coup} qui dépend de la longueur sensible de sonde. Nous regardons à présent comment le C_{10} peut varier lorsque L_{coup} augmente.

La figure 7.30(a) montre C_{10} en fonction de U_g pour plusieurs valeurs de coupure. Les axes ont une échelle logarithmique. Pour simuler une baisse de résolution nous filtrons le vecteur corde en éliminant sur un même vecteur les cordes inférieures à $L_{coup} = 10, 30$ et $60 \mu\text{m}$. Le motif \circ représente la donnée initiale avec sa résolution maximale de $L_S(10 - 60)/2 = 5 \mu\text{m}$ qui correspond à la coupure la plus

faible. Lorsque U_g augmente les écarts deviennent significatifs. Pour mieux appréhender ces écarts, nous traçons figure 7.30(b) les mêmes données de C_{10} en fonction de L_{Coup} . Les valeurs de C_{10} sont adimensionnées par la corde moyenne mesurée par la sonde à sa coupure minimale soit $5 \mu m$ dans ce cas. La longueur de coupure est aussi adimensionnée par la coupure minimale de $5 \mu m$. Quelle que soit la vitesse gaz étudiée, les C_{10} augmentent avec L_{Coup} . Plus la vitesse gaz augmente et plus cette évolution de C_{10} est grande.

Le plus important est ce changement de tendance en fonction de U_g puisque les modèles

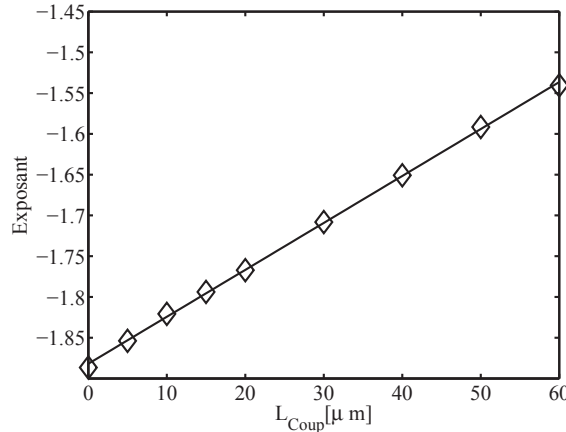


FIGURE 7.31 – Coefficient b de la tendance en puissance $C_{10} = a.U_g^b$ en fonction de L_{Coup} . Expérimentation en configuration $N^\circ 2$, $H_l = 6 mm$, $M = 8$ à $x = L_{dard}$ et $z = H_l$.

phénoménologiques se testent sur ces tendances. Pour les résolutions extrêmes de sonde, nous avons tracé les tendances ajustées de la forme $C_{10} = a.U_g^b$ sur la figure 7.30(a), ligne pleine et en pointillés. Le coefficient de puissance passe d'une valeur de $-1,88$ à $-1,54$ entre la coupure minimale et maximale. En traçant figure 7.31 les valeurs de b en fonction de L_{Coup} nous remarquons que l'exposant est proportionnel à L_{coup} .

Ce résultat montre qu'il est important de connaître la valeur de L_S dans les études antérieures pour comparer efficacement les modèles phénoménologiques que nous avons abordés en section 7.1. Pour l'ensemble de nos mesures nous prenons systématiquement la résolution de sonde à $L_S(10 - 60)/2$. Cette valeur correspond à la valeur de coupure observée par Hong à $L_S(10 - 90)/3$. Il est important de noter qu'avec cette résolution, un biais de mesure est introduit sur les gouttes de diamètre équivalent à cette résolution : la taille moyenne est surévaluée.

Nous connaissons maintenant les filtres à appliquer sur le vecteur corde ainsi que le nombre minimal d'évènements pour converger les mesures. Nous allons voir à présent comment exploiter ce vecteur corde pour obtenir des grandeurs physiques comme le diamètre de Sauter D_{32} ou le diamètre moyen D_{10} .

7.3.1 Exploitation du vecteur corde

L'objectif final de notre système de mesure par sonde optique est de fournir des distributions de diamètre de gouttes. Nous devons donc transformer une distribution de cordes en distribution de diamètre. Un résultat particulier de ces transformations, permet d'obtenir le diamètre de Sauter directement à partir de la moyenne des cordes C_{10} .

Transformation corde diamètre

Clark et Turton 1988 [34] donnent la méthodologie à suivre pour déterminer la relation entre la distribution de corde $P(C)$ et la distribution de rayon $P(R)$. Ces auteurs travaillent sur des distributions de bulles dans des colonnes. Leurs calculs prennent en compte une déformation ovoïde des bulles avec un paramètre d'aspect γ . Dans notre cas, ce paramètre est simplement ramené à

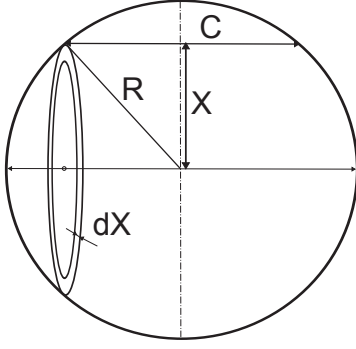


FIGURE 7.32 – Relation entre corde détectée et Rayon de goutte.

$$P(C)dC = \int_{C/2}^{\infty} Pd(R)dR \times Pcr(R)dC \quad (7.24)$$

$$P(C)dC = \frac{1}{2} \int_{C/2}^{\infty} Pd(R) \times \frac{C}{R^2} dC dR \quad (7.25)$$

l'unité, ce qui simplifie les calculs. La probabilité de mesurer une corde entre C et $C + dC$ est le produit de la probabilité de détecter un rayon R avec la probabilité d'obtenir C si R est détecté, équation 7.24. La probabilité de détecter R s'écrit $Pd(R)$ et celle d'obtenir C s'écrit $Pcr(R)$. La figure 7.32 montre comment est calculé $Pcr(R)$. Nous en déduisons que $Pcr(R) = \frac{2\pi X dX}{\pi R^2}$. En posant $X = \sqrt{R^2 - C^2/4}$ nous obtenons l'équation 7.24.

La probabilité de détecter R , $Pd(R)$, dépend de la taille des inclusions. Plus les inclusions sont grandes et plus elles ont de chance d'être détectées. Cette pondération de la probabilité est proportionnelle à R^2 . La distribution réelle des rayons $P(R)$ se déduit de $P_d(R)$ par le calcul 7.26. ψ est une constante de normalisation.

$$Pd(R) = P(R)R^2 \times \psi \quad (7.26)$$

En remplaçant dans l'équation 7.25 :

$$P(C)dC = \psi \frac{C}{2} \int_{C/2}^{\infty} dC P(R)dR \quad (7.27)$$

Nous obtenons ainsi la probabilité $P(C)$ soit en fonction de R soit de D :

$$P(C) = \psi \frac{C}{2} \int_{C/2}^{\infty} P(R)dR \quad (7.28)$$

L'intégrale est discrétisée en somme finie. Cette relation est ensuite traitée numériquement par une méthode d'inversion matricielle. Nous construisons les histogrammes de corde avec des classes variables. Nous devons donc adapter la méthode d'inversion à notre distribution de corde.

Inversion matricielle à classe variable

Pour commencer nous reprenons l'équation 7.26 en remplaçant R par D et en la normalisant par $< D^2 >$:

$$P_d(D) = \frac{D^2}{< D^2 >} P(D) \quad (7.29)$$

Ce qui donne la relation corde diamètre :

$$P(C) = 2 \frac{C}{< D^2 >} \int_C^{\infty} P(D)dD \quad (7.30)$$

Au départ du calcul d'inversion les classes de cordes sont connues et il faut déterminer les classes de diamètres. Comme le diamètre le plus grand ne peut pas être plus grand que la corde maximale enregistrée, la limite haute de D_i est posée. Les largeurs de classe de diamètre sont prises comme identiques aux largeurs de classes de cordes. Dans le calcul discrétisé, nous notons la distribution des cordes P_C et celle des diamètres détectés P_D afin de les différencier.

$$P_C(i) = \frac{2C(i)}{< D^2 >} \sum_{j=i}^N P_D(j)dD(j) = 2C(i) \sum_{j=i}^N \frac{P_d(j)}{D(j)^2} dD(j)$$

$$\begin{aligned}
P_C(i) &= 2C(i) \frac{P_d(i)}{D(i)^2} dD(i) + 2C(i) \sum_{j=i+1}^N \frac{P_d(j)}{D(j)^2} dD(j) \\
P_d(i) &= \frac{D(i)^2}{2C(i)dD(i)} P_C(i) - \frac{D(i)^2}{dD(i)} \sum_{j=i+1}^N \frac{P_d(j)}{D(j)^2} dD(j)
\end{aligned} \tag{7.31}$$

L'équation 7.31 est initialisée avec $i = N$: $P_d(N) = \frac{D(N)^2}{2C(N)dD(N)} P_C(N)$. En bouclant sur l'indice i jusqu'à 1 nous obtenons tous les $P_d(i)$ qui normalisés et divisés par D^2 donnent la distribution des diamètres $P(D)$. La figure 7.3.1 illustre cette transformation en présentant la distribution initiale de corde et la distribution de diamètre qui en découle.

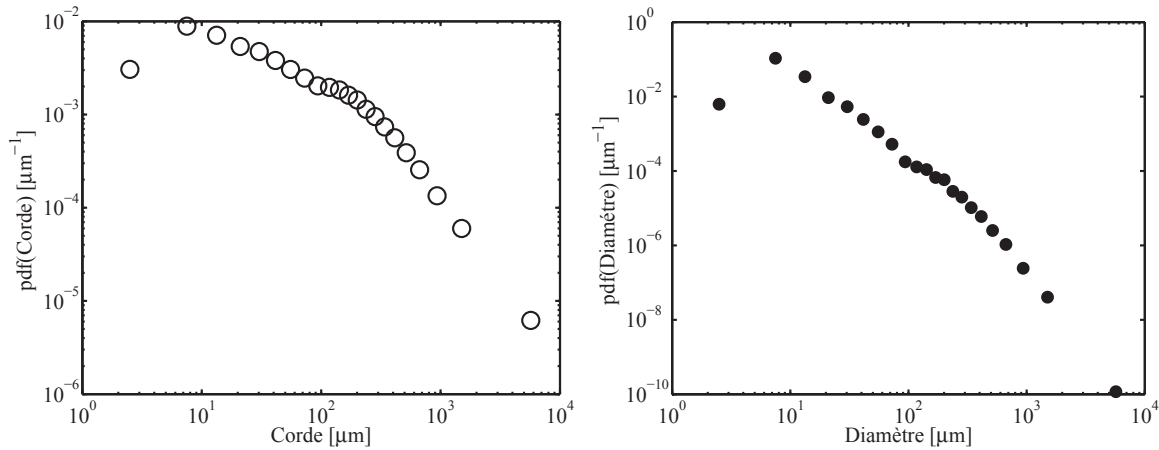


FIGURE 7.33 – Illustration du passage de la distribution de corde, figure de gauche motif \circ , vers la distribution de diamètre, figure de droite motif \bullet . Série S1, $U_g = 50 \text{ m/s}$, $U_l = 0,6 \text{ m/s}$ à $H_l = 6 \text{ mm}$.

Relation entre corde moyenne et diamètre de Sauter

Nous allons voir ici une exploitation de l'équation 7.27 qui permet de calculer le diamètre de Sauter D_{32} . Les gouttes sont considérées comme parfaitement sphériques et aucun paramètre de forme n'est pris en compte. Nous posons le calcul de la moyenne des cordes C_{10} en intégrant $CP(C)$:

$$C_{10} = \int_0^\infty CP(C)dC = \int_0^\infty dC \int_{C/2}^\infty dR \psi \frac{C^2}{2} P(R) \tag{7.32}$$

En permutant dR et dC nous obtenons :

$$C_{10} = \frac{\psi}{2} \int_{R=0}^\infty P(R) \int_{C=0}^{2R} C^2 dC dR = \frac{\psi}{2} \int_{R=0}^\infty P(R) \frac{8}{3} R^3 dR = \frac{4}{3} \psi \langle R^3 \rangle \tag{7.33}$$

En posant que la normalisation par ψ est faite de telle sorte que $\int_0^\infty P(C)dC = 1$, alors nous obtenons :

$$1 = \frac{\psi}{2} \int_0^\infty \int_{C/2}^\infty CP(R)dRdC = \frac{\psi}{2} \int_{R=0}^\infty \int_{C=0}^{2R} CP(R)dCdR = \psi \langle R^2 \rangle \tag{7.34}$$

Connaissant la constante de normalisation $\psi = 1 / \langle R^2 \rangle$ nous trouvons D_{32} :

$$C_{10} = \frac{4 \langle R^3 \rangle}{3 \langle R^2 \rangle} = \frac{2}{3} D_{32} \tag{7.35}$$

Cette relation nous intéresse particulièrement car elle permet l'obtention de D_{32} comme une simple moyenne du vecteur corde, sans considération sur la forme des distributions et sans calcul d'inversion,

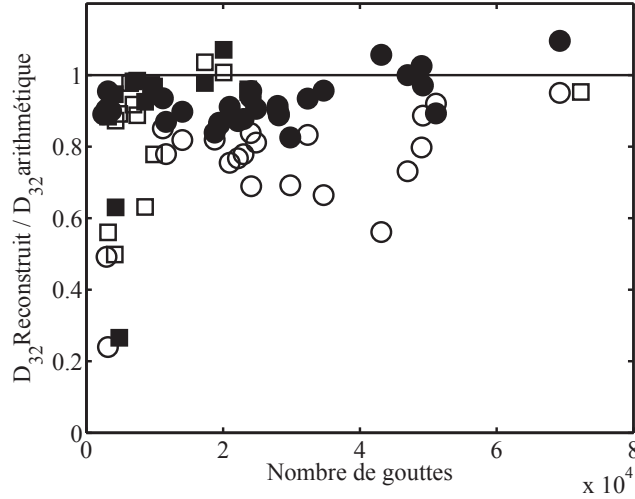


FIGURE 7.34 – Différence de calcul des valeurs moyenne en fonction du nombre de gouttes détectées. Rapport entre D_{32} reconstruit par histogramme des diamètres et déduit de la moyenne de C_{10} . Les grands évènements sont filtrés à 98%. Motifs pleins : 50 classes variables, motifs creux : classe fixe = $10 \mu m$. \circ : $S1$ et \square : $S2_{dec}$.

calcul qui augmente l'incertitude sur le diamètre moyen. Le diamètre de Sauter est une donnée essentielle dans la caractérisation des sprays pour la combustion. Il est représentatif du rapport entre volume de réactif et surface de réaction dans la combustion.

Cette relation entre diamètre de Sauter et corde moyenne peut être mise à profit pour contrôler la fidélité de l'inversion cordes-diamètres, en comparant D_{32} calculé via C_{10} et D_{32} reconstruit via $P(D)$. La figure 7.34 donne pour l'ensemble des points de fonctionnement et séries que nous allons étudier le rapport entre ces D_{32} en fonction du nombre de gouttes détectées. Comme pour la figure 7.27(b), un rapport $D_{32}(\text{reconstruit})/D_{32}(\text{arithmétique})$ proche de 1 indique une transformation cohérente. Les motifs creux, \square et \circ , correspondent au rapport $D_{32}(\text{reconstruit})/D_{32}(\text{arithmétique})$ pour des distribution de cordes à classes fixes. Les motifs pleins représentent la même chose pour les distributions à classes variables. La dispersion autour de 1 est ici plus importante que sur la figure 7.27(b) ce qui indique que la reconstruction ajoute de l'incertitude. Lorsque le nombre de gouttes est inférieur à 10000, le D_{32} reconstruit s'éloigne radicalement de la valeur arithmétique. Cependant, lorsque le nombre de gouttes dépasse 10000, le rapport entre les D_{32} se rapproche de 1 avec une valeur moyenne de 0,9, indépendamment de la série étudiée. La méthode d'inversion à classe variable donne donc des résultats concluants.

7.3.2 Correlation entre corde et vitesse de goutte

Nous avons vu dans la section bibliographique 7.1, qu'il est possible de mesurer la corrélation entre les vitesses et les tailles de gouttes. Les figures 7.35(a) et 7.35(b), montrent la forme de ces corrélations pour deux points de fonctionnement. Ces diagrammes permettent de vérifier que les petites gouttes ont les plus grandes vitesses. En cas d'anomalie de mesure de vitesse, il est possible qu'une proportion majoritaire de goutte à faible vitesse et très petites cordes apparaisse sous la forme d'une tache noire qui se dissocie de l'ensemble du diagramme. Dans ce cas il est nécessaire de retraiter le point de mesure en modifiant les seuils de détection. Sur la figure 7.35(b), la corde moyenne étant très fine, il est nécessaire de vérifier les seuils de détection pour valider les gouttes les plus fines. Pour la suite du manuscrit, nous utiliserons systématiquement l'hypothèse que la vitesse est décorrélée des tailles.

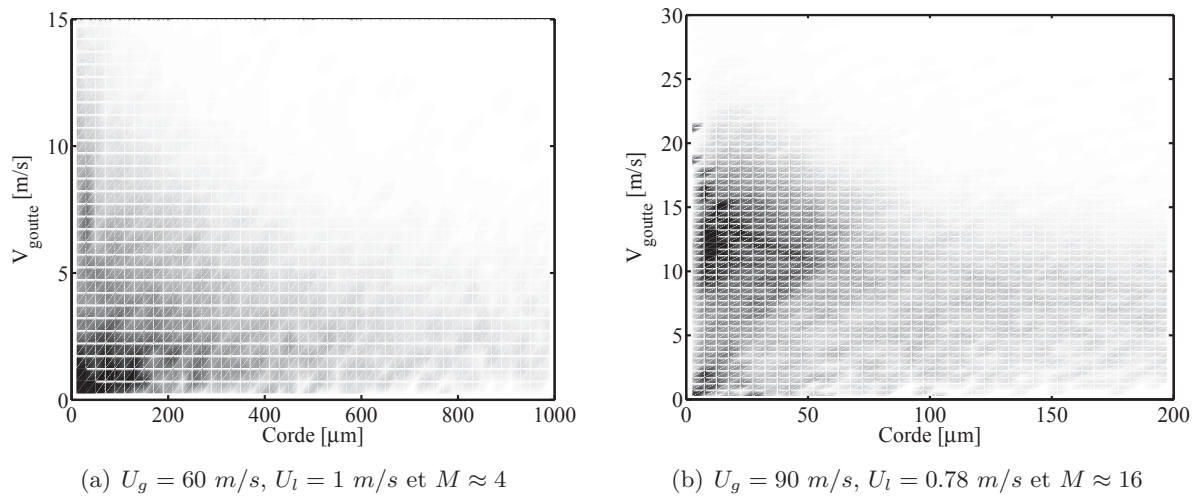


FIGURE 7.35 – Exemple de corrélation entre cordes et vitesses de gouttes. L'intensité de gris est proportionnelle au nombre de gouttes sur le total de gouttes détectées.

7.3.3 Conclusion sur le système de mesure par sonde optique

Au cours de cette section, nous avons étudié en détail le système de mesure de granulométrie par sonde optique. Les principaux avantages de ce système est qu'il est peu intrusif et qu'il donne une distribution jointe de vitesse et corde de goutte en un point de l'espace. Les données sont donc collectées au cours du temps au sens du flux, ce qui rend les mesures plus en adéquation avec les modèles phénoménologiques. Les études que nous avons menées indiquent que les points suivants doivent être respectés pour obtenir des données fiables :

- La longueur sensible de sonde a une incertitude de $\pm 2 \mu\text{m}$ sur les lois 10 – 60 si nous conservons un intervalle de temps de 10 min entre chaque nettoyage. Cette incertitude peut être reportée dans le calcul de chaque corde. Cette incertitude se confond à l'incertitude d'étalonnage de 10%.
- L'obtention d'une distribution de diamètre convergée nécessite un nombre important de gouttes. La reconstruction des distributions de diamètre exige une résolution fine des pdf de corde. Il faut donc chercher à maximiser le rapport entre le temps de mesure et le nombre de gouttes enregistrées si nous voulons des distributions représentatives des mécanismes en jeu. La fréquence de détection des gouttes de chaque point de fonctionnement est un critère qui permet d'appréhender la qualité de mesure. Après traitement du signal, le rapport du nombre de gouttes de type 1 sur le nombre total de gouttes permet de vérifier si les niveaux liquides et gaz de référence sont correctement capturés.
- Le diamètre de Sauter D_{32} est obtenu directement par le calcul des cordes moyennes $C_{10} = \frac{2}{3}D_{32}$.
- L'obtention du C_{10} convergé exige aussi un nombre N important de gouttes. Ce nombre est cependant nettement inférieur au nombre nécessaire à l'obtention de $P(D)$. La convergence de C_{10} s'évalue sur chaque point de mesure par un graphique $C_{10} = f(N)$.
- Il est préférable d'utiliser la valeur de D_{32} obtenue par la moyenne directe du vecteur corde que celle obtenue par reconstruction des diamètres dans les pdf. En effet la reconstruction des pdf change artificiellement D_{32} sous l'influence des grandes classes.
- L'étude réalisée en annexe D montre que le flux de goutte est connu avec une incertitude de 10 %. Le fabricant **A2PS** estime cette incertitude à 15%.
- Une approche comparative de la mesure par sonde optique avec d'autres systèmes de mesure permettrait de déterminer la fidélité des données granulométriques.

Notre système de mesure est maintenant qualifié pour répondre aux exigences expérimentales. Nous souhaitons évaluer l'influence de M et de H_l sur le diamètre moyen ainsi que sur le flux de goutte. Dans la section suivante nous allons voir quels points de fonctionnement choisir afin de répondre aux

exigences de qualité des mesures. Le problème du positionnement de sonde doit aussi être pris en considération.

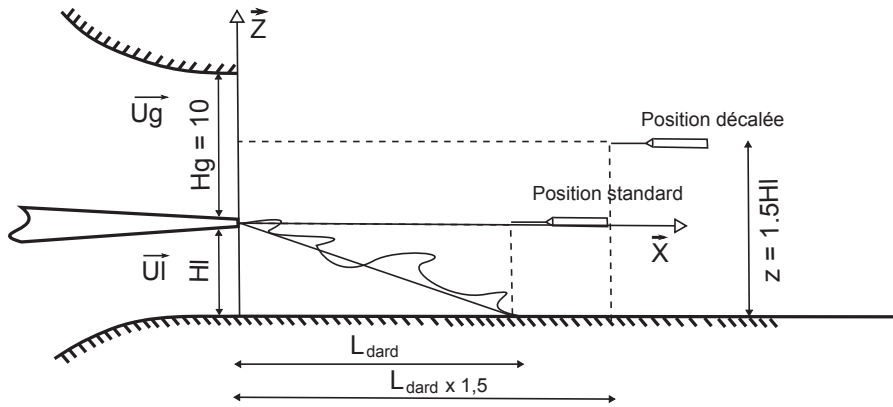


FIGURE 7.36 – Positionnement de la sonde relativement à la longueur liquide intacte. La position standard correspond à $z = 0$ et $x = L_{dard}$ et la position décalée correspond à $z = 1.5H_l$ et $x = 1.5L_{dard}$. $L_{dard}/2H_L = 6/\sqrt{M}$.

7.4 Cartographie des mesures et conditions expérimentales

Les mesures en sonde optique vont nous fournir les distributions de cordes et de diamètres des gouttelettes du spray en un point de l'espace pour des paramètres d'entrée U_g , U_l et H_l fixés. Contrairement à l'étude de l'instabilité de cisaillement, le positionnement du point de mesure est critique pour interpréter correctement les mécanismes de fragmentation puisque les variations spatiales des caractéristiques du spray sont importantes. Dans un premier temps nous expliquons quelles sont les deux méthodes de positionnement de sonde que nous utilisons et, dans un second temps, nous détaillons la configuration de chacune des séries étudiées.

7.4.1 Positionnement de la sonde

Pour l'ensemble de l'étude de granulométrie, nous nous limitons à cinq positionnements différents. Nous avons deux positionnements relatifs à la géométrie du spray, illustrés figure 7.36, et trois autres relatifs à la géométrie de l'injecteur, illustré figure 7.37.

La figure 7.36 montre comment la sonde est positionnée relativement au dard liquide. Nous posons l'hypothèse que l'atomisation primaire est terminée à la fin du dard liquide puisque le spray ne peut plus être alimenté en liquide. Le positionnement standard est celui où la sonde est alignée avec la plaque de séparation des phases suivant \vec{x} et à la côte L_{dard} suivant l'axe \vec{z} . Au moment où nous avons effectué les mesures de granulométrie, nous ne disposions pas de la valeur réelle de L_{dard} à $H_l = 6 \text{ mm}$. La longueur liquide intacte L_{dard} a été évaluée avec le modèle théorique exposé au chapitre 6 soit $L_{dard}/2H_L = 6/\sqrt{M}$. Pour un M fixe, la position de sonde ne change pas. Ce positionnement relatif est la méthode utilisée par les précédents auteurs Hong et Ben Rayana. Pour réaliser des mesures complémentaires, nous définissons une deuxième position relative. Celle-ci est décalée par rapport à la position standard d'un rapport de 1,5 pour éloigner la sonde de la semelle et de l'interface liquide. Ce second positionnement prend place à $x = 1.5H_l$ et $z = 1.5L_{dard}$.

Un des problèmes majeurs de la mesure de taille de goutte pour les très faibles H_l est le point de mesure. La structure de l'écoulement est fortement changée lorsque H_l devient petit. La longueur de dard s'allonge, et l'épaisseur de film résultante devient important devant H_l (cf. chapitre 6). Nous ne pouvons plus utiliser le point de référence standard à $z = H_l$ et $x = L_{dard}$ car, pour certains points à faible H_l , L_{dard} théorique s'éloigne trop du L_{dard} mesuré. Cette côte n'offre plus de référence commune à chaque mesure. De plus la sonde se retrouve relativement plus proche du film liquide résultant lorsque H_l diminue, ce qui accentue le risque de prendre en compte, dans les mesures, des ligaments ou des vagues. Pour pallier ces problèmes nous choisissons des points de mesure fixes spatialement comme illustré figure 7.37. Il s'agit d'un positionnement absolu par rapport à l'injecteur. Comme les variations spatiales des différentes grandeurs moyennes sont fortes, nous devons contrôler

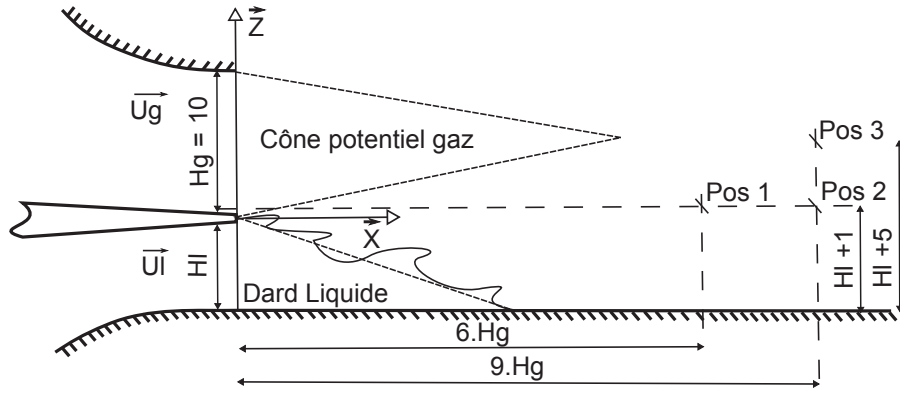
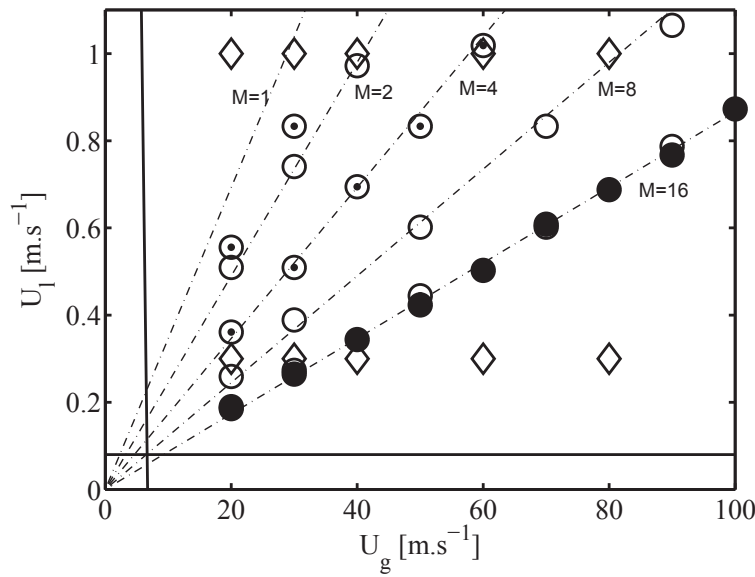


FIGURE 7.37 – Illustration des trois points de mesure spatialement fixe : positionnement absolu.

FIGURE 7.38 – Cartographie des points de mesure en granulométrie par sonde optique. • : Série S_{M16} de référence Ben Rayana 2007, ○ : Série $S1$, Étude influence de M sur configuration $N^{\circ}2$ positionnement relatif de sonde, ◇ : Série $S2$, Étude influence de H_l variable sur configuration $N^{\circ}3$ positionnement absolu de sonde, - : limite de la stabilité de cisaillement, — : isoaleur de M .

en plusieurs points de l'espace comment elles évoluent. Nous choisissons donc de positionner la sonde à deux distances différentes $x = 6 H_g$, soit 60 mm , et $x = 9 H_g$, soit 90 mm , en aval du cône potentiel gaz. Le but est de mesurer les caractéristiques du spray lorsque l'atomisation primaire n'alimente plus le spray en gouttes du fait de la baisse de vitesse du gaz. La sonde est placée à 1 mm au dessus de H_l afin de l'écarter du film liquide. Pour vérifier le développement spatial du spray, nous ajoutons un point de mesure au-dessus de la deuxième position aval à une hauteur h depuis la semelle de $z = H_l + H_g/2$. L'ensemble de ces trois positions donne un aperçu partiel de l'état du spray en sortie du système.

Les méthodes de positionnement de sonde étant établies, nous devons choisir les conditions d'injection à étudier.

7.4.2 Les points de fonctionnement étudiés

La figure 7.38 donne l'ensemble des séries étudiées dans ce chapitre. La série • correspond à la série de référence utilisée communément par Hong 2003 [58] et Ben Rayana 2007 [13] pour un M

constant et proche de 16.

Le motif \circ désigne les points de fonctionnement de la série $S1$. L'objectif de cette série de mesure et de déterminer sur une large gamme de U_g l'influence de M . Nous avons cherché à converger les mesures afin d'obtenir des distributions bien résolues pour étudier les mécanismes de fragmentation. Le nombre d'événements enregistrés pour cette série varie entre 15000 et 70000. Nous utilisons la configuration du banc $N^\circ 2$ avec un H_l réglé à 6 mm. Ce H_l , plus petit que le $H_l = 10$ mm de référence, permet l'obtention de vitesses liquides beaucoup plus grandes, ce qui augmente la plage de M où l'atomisation produit des gouttes avec un flux numérique suffisant. La sonde est sur la première position relative : $x = H_l$ et $z = L_{dard}$.

Cette série est complétée par la série que nous désignons $S2_{dec}$. Nous utilisons les mêmes points de fonctionnement que $S1$ et sur la même configuration, mais pour la position de mesure relative décalée à $x = 1,5 H_l$ et $z = 1,5 L_{dard}$ qui, comme nous le verrons, permet de s'éloigner de l'interface liquide. Le motif \diamond de la figure 7.38 correspond à la série $S3$. L'objectif de cette série est d'étudier l'influence de H_l entre 10 mm et 0,5 mm sur le diamètre moyen et le flux de goutte. Pour faire varier H_l jusqu'à 0,5 mm nous utilisons la configuration expérimentale $N^\circ 3$. La série est structurée en deux sous séries ayant chacune une U_l différente permettant de couvrir une bonne gamme de M . Ici la sonde est positionnée relativement à l'injecteur, comme illustré figure 7.37.

Nous réalisons la série $S3$ avec un temps d'acquisition constant limité à 30 secondes pour tous les points de mesure. Nous avons voulu privilégier dans cette série l'étude des moments moyens plus que des formes de distributions. Avec ce temps d'acquisition restreint et surtout identique pour toutes les mesures, nous obtenons presque systématiquement une convergence de la corde moyenne bien que la résolution des distributions ne soit pas optimale.

7.4.3 Paramètres du traitement et de post traitement

Pour l'ensemble des mesures, nous avons appliqué les paramètres de réglage du logiciel SOG6 suivants :

- Les niveaux de détection sont réglés manuellement à l'aide des histogrammes de tension des signaux. Le niveau de bruit de la sonde est faible avec un maximum de 0,5 Volt pour une amplitude de signal de 6 Volt. Le rapport bruit sur signal est donc au maximum de 8 %.
- La même sonde est utilisée pour l'ensemble des mesures. La longueur sensible $L_S(10 - 60)$ de la sonde est comprise entre 10 et 14 μm , si elle est nettoyée toutes les dix minutes d'utilisation. Pour les distributions, nous prendrons une longueur moyenne de 12 μm . Les moyennes sont calculées avec une incertitude de 4 μm sur $L_S(10 - 60)$.
- Les algorithmes de seconde détection ne sont pas utilisés et aucun filtre spécial n'est mis en place. Les tailles de gouttes de type 3 sont interpolées sur les populations de type 2. Les gouttes de type 2 sont dilatées selon la méthode V_l vue en section 7.2.2.
- Pour les distributions une limite de corde est fixée à 10 mm, et nous utilisons la méthode de filtrage de 2% d'événements pour le calcul des C_{10} .
- Les distributions sont réparties sur 50 classes pour les cordes et sur 20 classes pour les diamètres.

Le tableau 7.4 montre le nombre de gouttes détectées en moyenne ainsi que le minimum et le maximum de chaque série. Il donne aussi la proportion de gouttes de Type 1, 2 et 3 et la fréquence de détection F_{detect} . Ce tableau sert de contrôle de qualité de mesure. Plus le nombre de gouttes de type 1 est grand, et plus les paliers liquides et gaz de référence sont fiables. Avec un taux minimal de 60% nous avons une qualité de traitement correcte. La proportion des gouttes de type 3 reste négligeable. Sur les séries $S1$ et $S2_{dec}$, le nombre moyen de gouttes garantit des distributions convergées bien que pour les plus petites valeurs de U_g nous détectons peu de gouttes. Nous pouvons noter par ailleurs que le taux de gouttes de type 1 diminue avec la distance depuis l'injection.

Série	motif	Gouttes	min	max	T1 [%]	T2 [%]	T3 [%]	F_{detect} [Hz]
S1	◦	26459	2476	69228	78	18	3.5	562
$S2_{dec}$	◦ et •	13872	3170	72313	57	36	6.7	107
S3, pos 1 $H_l = 10$ mm	◊	9500	2366	24186	65	31.5	3.3	316
S3, pos 2 $H_l = 10$ mm	◊	7500	1133	18857	62	34.6	3.4	235
S3, pos 3 $H_l = 10$ mm	◊	4400	664	14497	58.6	37.7	3.6	146

TABLE 7.4 – Tableau de contrôle du nombre et type de gouttes. Les moyennes sont effectuées sur tout les points de fonctionnement de chaque série. min et max représentent le minimum et le maximum de gouttes sur l'ensemble des points de la série.

Série	motif	Configuration	H_l [mm]	Position de mesure	Commentaire
S1	◦	$N^\circ 2$	6	standard	Etude de M et $P(D)$
$S2_{dec}$	◦ et •	$N^\circ 2$	6	$z = Hg/2 + H_l$ et $x = 1,5L_{dard}$	Etude de M et $P(C)$
S_{M16}	•	Initiale $N^\circ 1$	10	standard	Référence $M = 16$
S3	◊	$N^\circ 3$	Var	Pos 1, 2 et 3 Fixe (figure 7.37)	H_l variable

TABLE 7.5 – Nomenclature des séries de mesure en granulométrie et configuration associée de l'injecteur

7.4.4 Synthèse des séries de mesures

Le tableau 7.5 synthétise toutes les séries que nous allons présenter avec leurs configurations et leurs positions associées. Pour toutes ces mesures l'épaisseur gaz H_g est constante et égale à 10 mm. Nous avons défini les séries de mesures par leur point de fonctionnement et le positionnement de sonde. Nous commençons l'analyse des résultats par l'étude des distributions de diamètre dans une première section avant d'étudier l'influence de M puis de H_l sur le diamètre de Sauter puis sur le flux volumique de gouttes.

7.5 Etude des distributions de taille de gouttes

La sonde optique nous fournit des distributions jointes de corde et de vitesse de gouttes. La forme des distributions de cordes ou de diamètres donne des indications sur les mécanismes de fragmentation en jeu. Nous cherchons à déterminer si M change ces mécanismes puisque ce paramètre change la fréquence de l'instabilité primaire et la géométrie globale de l'écoulement. Nous analysons l'évolution des pdf de diamètre pour les séries suffisamment convergées : S1 et $S2_{dec}$. Nous ne pouvons faire cette étude que sur ces séries où le nombre d'événements enregistrés est grand puisque la transformation corde-diamètre entraîne une perte de résolution par rapport aux distributions de cordes.

7.5.1 Distribution de diamètre en fonction de M

M est varié au travers des paramètres U_g et U_l pour étudier les changements de morphologie dans les distributions. Nous regardons par la même occasion l'influence de l'entraînement turbulent puisque M dépend de U_e dans le modèle d'entraînement turbulent, comme nous l'avons vu au chapitre 6. Les figures 7.39 montrent les pdf de diamètre pour la série S1 avec une variation de U_g suivant les colonnes et de M suivant les lignes. L'étude bibliographique nous a montré que pour comparer les distributions de gouttes il est nécessaire de les adimensionner par leur diamètre moyen D_{10} . D_{10} est calculé comme $\sum D_i \cdot p_i(D) \cdot \Delta D_i / N_{gouttes}$.

Sur chacune des figures la ligne continue représente la distribution log-normale paramétrée avec les moyennes et variances des diamètres de goutte. La ligne discontinue représente la distribution gamma avec le paramètre n ajusté. Ces fonctions de distribution sont étudiées à la section suivante

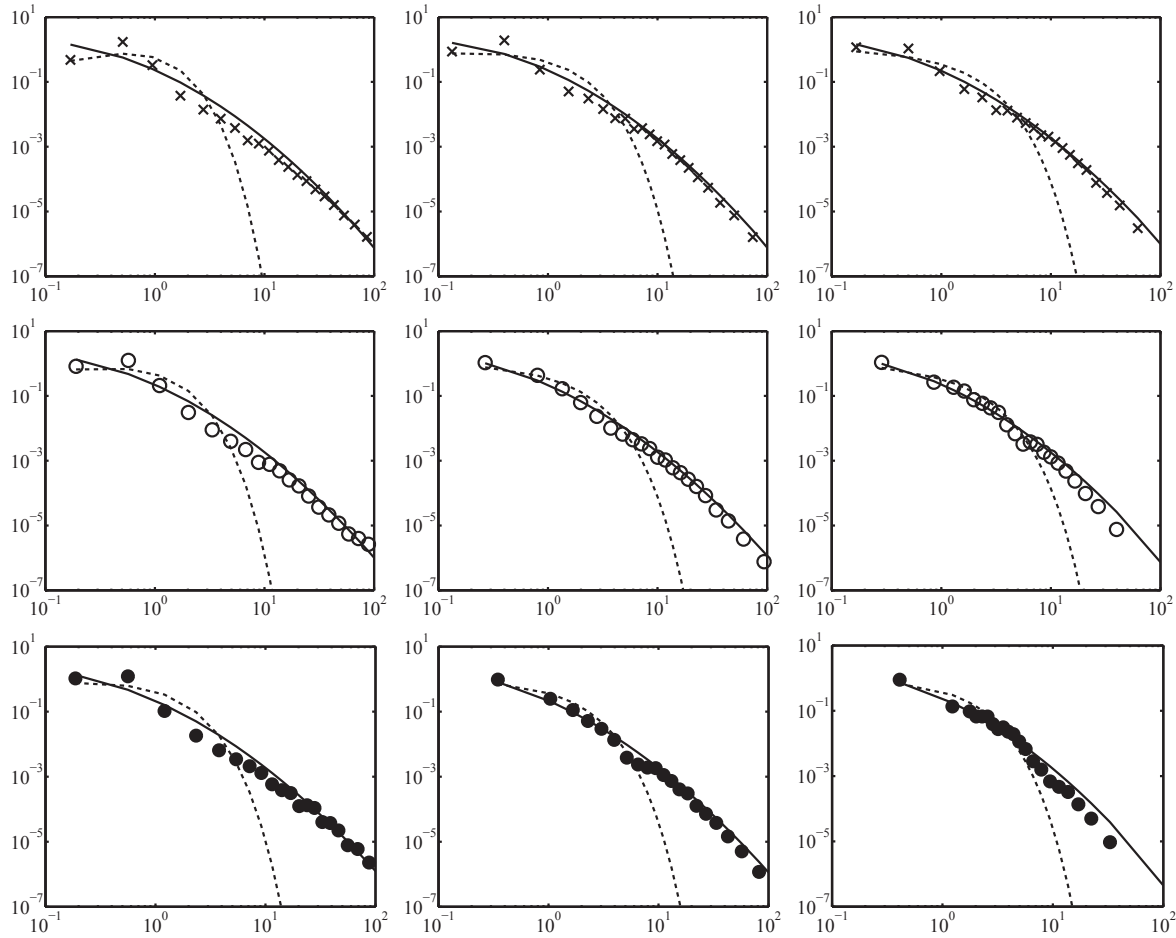


FIGURE 7.39 – Distribution des diamètres de goutte. En abscisse : diamètres adimensionnés par leur valeur moyenne. En ordonnée : densité de probabilité. En colonne, trois vitesses gaz croissantes de gauche à droite $U_g = 30 \text{ m/s}$, $U_g = 50 \text{ m/s}$ et $U_g = \max$ soit 60 m/s , 80 m/s et 90 m/s . De bas en haut M croissant $M = 2$, $M = 4$ et $M = 16$. Ligne continue : fonction de distribution log-normale. Lignes en pointillées : fonction de distribution gamma. Série S1, position standard de mesure $x = L_{\text{dard}}$ et $z = H_l$.

Pour chacune des distributions, le maximum de probabilité se situe dans les deux premières classes. Ce maximum est proche pour chaque point de fonctionnement (environ $0,5 D/D_{10}$). Lorsque le maximum se trouve dans la deuxième classe, nous pouvons dire que la distribution est complètement connue puisque nous avons un maximum local. Dans le cas où le maximum est dans la première classe, nous tombons sous la résolution de la sonde et il est possible que nous ne capturons pas l'ensemble de la population des petites gouttes. Pour le U_g le plus petit ainsi que lorsque $M = 2$, le maximum local est bien capturé. En augmentant M ou U_g les pdf se décalent vers des tailles plus petites et la forme des pdf devient complètement monotone décroissante.

Présence d'un plateau intermédiaire

Nous observons un palier pour les classes proches de $10D/D_{10}$ dont le niveau de probabilité d'apparition est variable suivant les paramètres U_g et M . Par exemple, sur la figure à $M = 16$ et $U_g = 50 \text{ m/s}$, nous le trouvons pour $50 < D < 120 \mu\text{m}$. Ce plateau casse légèrement la monotonie des distributions. Il est bien plus marqué dans les distributions de cordes. Deux hypothèses peuvent être proposées pour expliquer la présence de cette déformation :

- Les gouttes ne sont pas parfaitement sphériques. La brisure des ligaments peut générer des gouttes très allongées de grandes dimensions. Le diamètre de ces gouttes est artificiellement

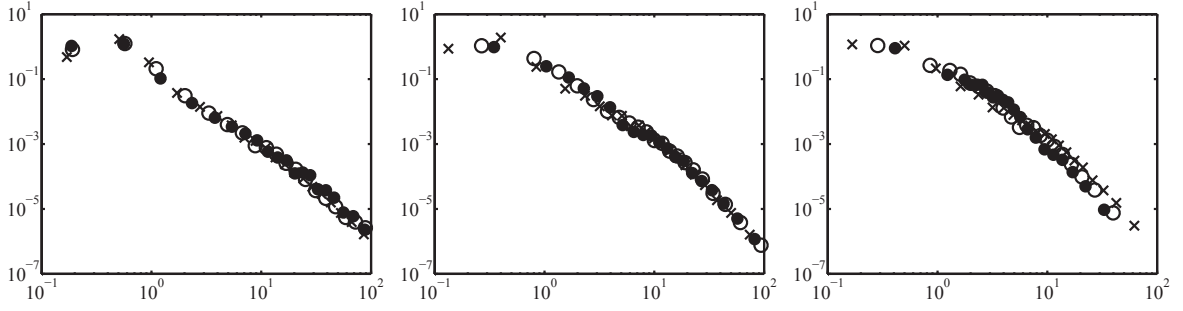


FIGURE 7.40 – Superposition des distributions des D/D_{10} pour un U_g donné et M de 2 à 16. De gauche à droite $U_g = 30 \text{ m/s}$, $U_g = 50 \text{ m/s}$ et $U_g = \max$ soit 60 m/s , 80 m/s et 90 m/s . Série S1, position standard de mesure $x = L_{dard}$ et $z = H_l$.

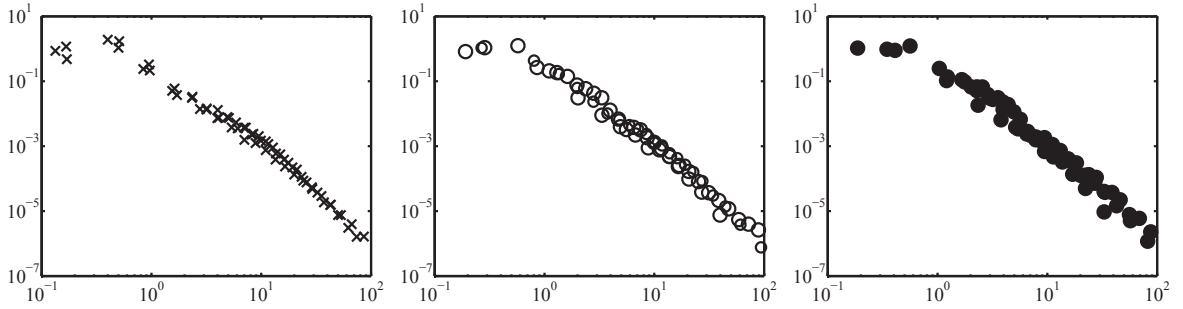


FIGURE 7.41 – Superposition des distributions de taille de gouttes D/D_{10} pour un M donné et U_g variable de gauche à droite $M = 2$, $M = 4$ et $M = 16$. Série S1, position standard de mesure $x = L_{dard}$ et $z = H_l$.

augmenté en fonction de leur déformations. En effet, la mesure en sonde optique transforme une corde mesurée en diamètre avec l'hypothèse de sphéricité. Ces gouttes allongées auraient donc tendance à alimenter une sous distribution dont la moyenne et l'écart type diffère de la distribution principale.

- Un autre mécanisme tel que le bag break-up peut se développer à faible U_g . D'après Komabayasi et al. 1964 [75] et suivant les mesures de Hui et al. 2011 [133] le mécanisme de bag-breakup fait ressortir une distribution à deux modes. Une première bosse qui correspond à la distribution de la rupture de la poche et une seconde poche décalée vers des plus grands diamètres qui correspondent à la rupture de l'anneau. Dans notre cas, la première bosse vient s'ajouter à la population des petites gouttes et la seconde bosse correspond à celle que nous observons.
- L'utilisation de L_{dard} théorique peut générer un mauvais positionnement de sonde comme nous le verrons dans les sections suivantes.

Il faut cependant relativiser l'importance de ce plateau puisqu'il a une occurrence inférieure d'une décade ou plus par rapport au maximum de la distribution.

Superposition des distributions

Les figures 7.40 et 7.41 superposent chacune des lignes et des colonnes de la figure précédente pour vérifier si la forme des pdf change. Les pdf étant centrées sur le D_{10} , elles sont parfaitement comparables entre elles par rapport à ce paramètre.

Les figures 7.40 superposent des pdf avec un M variable de 2 à 16 pour des vitesses gaz fixes. Ainsi, nous remarquons que les séries collapent correctement, excepté pour $U_g(\max)$ où la vitesse gaz varie un peu. La moyenne des diamètres est donc bien le paramètre qui contrôle le mécanisme d'atomisation et ce paramètre varie avec U_g . Nous verrons plus en détail l'évolution du diamètre moyen en fonction de U_g dans la section 7.7.

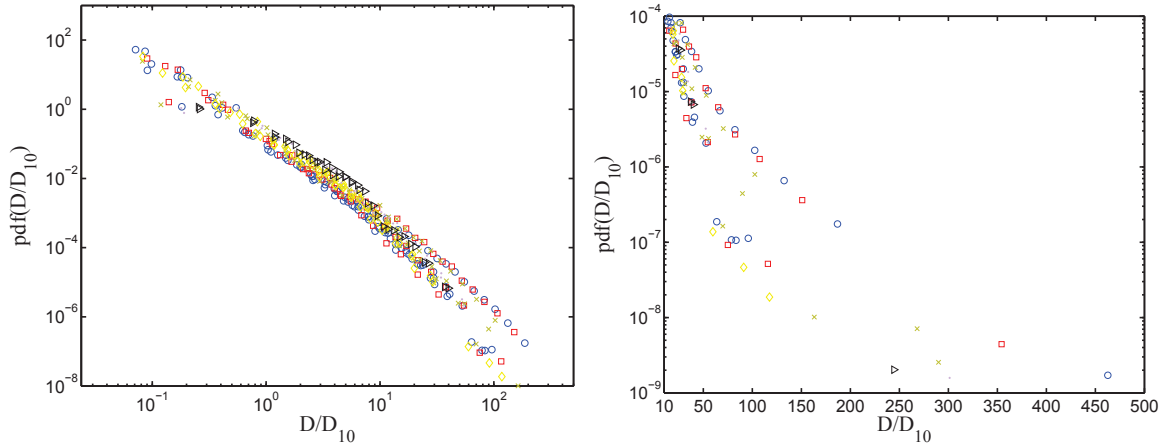


FIGURE 7.42 – Superposition des distributions de D/D_{10} pour toute la série $S1$. A gauche avec une abscisse logarithmique et à droite avec une abscisse linéaire. $30 < U_g < 90 \text{ m/s}$ et $2 < M < 16$.

Si nous réalisons la même superposition pour divers U_g mais à M constant, sur les figures 7.41, nous voyons que cette superposition n'est pas aussi réussie puisque la disparité des points augmente. Cependant cette différence reste faible. Ce constat conforte l'hypothèse que M n'affecte pas la forme générale des distributions.

Pour continuer cette analyse, nous superposons l'ensemble des distributions de la série $S1$, figure 7.42. Les distributions qui ne sont pas convergées, sont retirées. Ces distributions sont à fort U_l ou faible U_g . L'ensemble de ces distributions se superposent correctement. Cependant lorsque l'on dépasse $D/D_{10} \approx 10$ nous constatons que les queues de distribution divergent légèrement. A partir de cette limite, il y a des changements de pente qui peuvent être importants. La figure 7.42 montre l'aspect des queues de distributions avec une échelle linéaire sur les abscisses. De fortes divergences apparaissent clairement mais aux occurrences très faibles inférieures de six décades du maximum des pdf. Ces écarts restent donc limités. Nous relevons aussi un D_{max} qui peut monter jusqu'à $400.D_{10}$. Ces très grands diamètres suggèrent le passage de vagues de grande amplitude sur le point de détection.

Nous pouvons conclure qu'à la position de mesure standard relative au dard liquide, $x = L_{dard}$ et $z = H_l$, nous n'avons donc pas de changement majeur dans la forme des distributions suivant U_g et U_l hormis dans les queues de distribution et qu'un seul paramètre de contrôle, tel que D_{10} , est requis pour comparer les formes de pdf.

7.5.2 Evolution des distributions suivant la position de mesure

Nous savons d'après Hong 2003 [58] que les variations spatiales des caractéristiques du spray (diamètre moyen des gouttes, taux de vide, flux numérique...) sont très fortes. Nous voulons contrôler si la forme des distributions évolue elle aussi grandement avec la position de mesure.

Position relative au dard liquide

Nous contrôlons les variations spatiales des distributions de taille de gouttes dans la zone proche de l'atomisation primaire et toujours suivant une position x en aval relative à L_{dard} . Nous comparons la position de référence avec la position décalée définie par $x = 1,5L_{dard}$ et $z = 1,5H_l$. Il est important de noter que la seconde position décalée souffre d'une fréquence de détection de goutte inférieure à la position standard d'un facteur 5. Sa position suivant \bar{z} relativement haute place ce point de mesure en bordure du cône d'éjection pour les plus grands U_g . Ces séries ne peuvent pas être convergées durant l'intervalle de temps maximum, soit 10 min , pendant laquelle L_s est garantie. Le manque d'événements dégrade l'aspect des pdf de diamètre après transformation.

Sur les distributions de cordes avant transformation en diamètre, le maximum d'occurrence reste à la même place entre 10 et $30 \mu\text{m}$, quelle que soit la position de mesure, mais le niveau d'occurrence

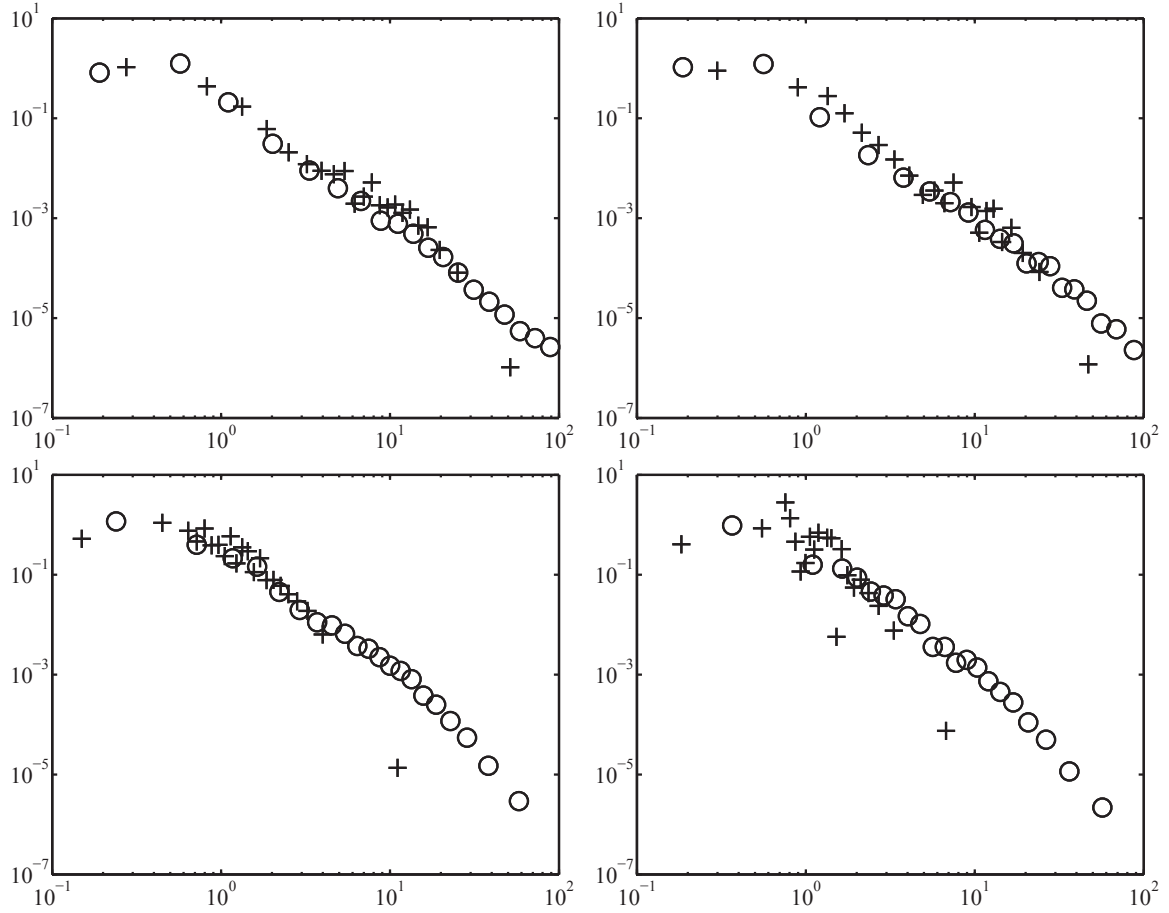


FIGURE 7.43 – Superposition des distributions D/D_{10} pour deux positions de sonde en fonction de plusieurs points de fonctionnement. De gauche à droite $U_g = 30 \text{ m/s}$ puis $60 - 70 \text{ m/s}$ et de haut en bas $M = 4$ puis 16 . \circ : $x = L_{dard}$ et $z = H_l$ série $S1$, $+$: $x = 1,5 L_{dard}$ et $z = 1,5 H_l$ série $S2$.

peut augmenter presque d'une décade.

Les figures 7.43 montrent les distributions de diamètre centrées par le diamètre moyen évalué aux deux positions de mesure sur les mêmes points de fonctionnement. Les motifs \circ correspondent à la position standard et les motifs $+$ à la position décalée.

Dans le cas $U_g = 70 \text{ m/s}$ et $M = 16$, le point de mesure se trouve vraisemblablement en limite du cône d'éjection des gouttes puisque la fréquence de détection devient faible et la résolution mauvaise. Pour les quatre points étudiés, nous constatons une très bonne superposition des distributions. Seule la dernière classe des motifs $+$ est systématiquement en dessous de la distribution des motifs \circ . L'atomisation secondaire entre les deux points de mesure ne modifie donc pas drastiquement la répartition en taille.

La disparition des vagues au point de mesure décalé, contribue à diminuer l'occurrence des gros évènements. Cette réduction de queue de distribution au second point de mesure est indépendante de U_g et M . Il n'y a pas de changements de forme à cette position décalée, où les ligaments et vagues sont absents, et D_{10} reste le paramètre de contrôle de forme.

Position relative à l'injecteur

Lors des précédentes mesures, nous sommes restés dans une zone proche de l'injecteur. La position de mesure depuis l'injection pour la série $S1$ est de $1,8 Hg$ à $M = 16$ jusqu'à $5 Hg$ pour $M = 2$. Nous avons cherché à caractériser les distributions de gouttes dans une zone plus en aval de l'injection. Dans cette zone au delà du cône potentiel gaz, l'injection ne peut plus apporter d'énergie supplémentaire au

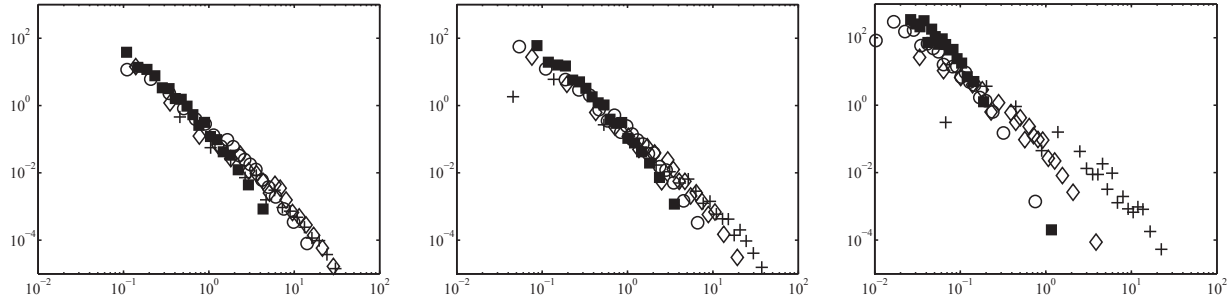


FIGURE 7.44 – Superposition des distributions de D/D_{10} pour plusieurs U_g sur trois positions (x, z) fixes de la sonde. A gauche $(x = 6.H_g, z = H_l + 1)$, au milieu $(x = 9.H_g, z = H_l + 1)$ et à droite $(x = 9.H_g, z = H_l + 5)$. + : $U_g = 30 \text{ m/s}$, \diamond : $U_g = 40 \text{ m/s}$, \bullet : $U_g = 60 \text{ m/s}$, \blacksquare : $U_g = 80 \text{ m/s}$. Série S3

système. Nous regardons ces distributions en trois points de mesure fixes : position *Pos1* à $x = 6H_g$ et $z = H_l + 1$, position *Pos2* à $x = 9H_g$ et $z = H_l + 1$ puis pour finir position *Pos3* à $x = 9H_g$ et $z = H_l + 5$. Sur ces positions, nous étudions l'effet de U_g pour une vitesse liquide fixe égale à $U_l = 0.3 \text{ m/s}$. Les résultats sont donnés sous leur forme centrée par D_{10} figure 7.44.

Au point *Pos1* nous retrouvons les mêmes conclusions que précédemment car les distributions se superposent indépendamment de U_g , même si des écarts sont constatés. Plus en aval cet accord n'est plus aussi bon car la décroissance des distributions augmente avec U_g . A la position de mesure *N°2*, la population des gouttes des classes $D/D_{10} < 0,1$ augmente par rapport à la position *N°1* en moyenne. Sur cette même position, lorsque U_g augmente, la population des grosses gouttes, $D/D_{10} > 10$ diminue alors que la population des $D/D_{10} < 0,1$ augmente ce qui fait infléchir la décroissance. Cet effet se communique aux autres U_g au niveau du point *Pos3*. Le changement dans les populations de grosses tailles est sûrement dépendant de l'entraînement U_e . Celui ci augmente avec U_g et permet aux grosses gouttes de se distribuer plus facilement spatialement sur toute la largeur du cône d'éjection. Ainsi, sur un point de mesure, leur occurrence baisse. Cette série de mesure nous permet de confirmer que le paramètre de contrôle des formes de distribution reste le diamètre moyen indépendamment de la position de mesure au moins jusqu'à une position aval de $6H_g$, bien qu'une analyse plus fine de la forme des distributions soit nécessaire.

7.5.3 Conclusion sur l'analyse de la morphologie des distributions

Nous venons d'étudier l'influence de M sur la forme des distributions de diamètre. En faisant varier U_l et U_g nous avons couvert une gamme de M variant entre 2 et 16. Pour certains points de mesure, la convergence des distributions en diamètre n'a pas été atteinte. Pour comparer les distributions de diamètre adimensionnées par D_{10} nous les superposons à M et U_g constant. Nous reviendrons sur le centrage par D_{10} dans la section 7.7 où nous analysons les variations de D_{10} avec U_g . Les distributions s'étendent sur une gamme comprise entre 0,1 et 100 D/D_{10} .

A la position de mesure standard et relative au dard liquide, la forme des distributions ne change pas en fonction de U_l et U_g , hormis pour les queues de distribution. Ce qui signifie que M n'a pas d'influence sur le mécanisme d'atomisation. Lorsque nous comparons les distributions sur la position décalée et toujours relativement au dard liquide, nous ne notons pas de changement important hormis encore pour la dernière classe de taille.

Dans la section suivante, nous analysons plus finement la morphologie des distributions en ajustant des fonctions de probabilités sur les distributions mesurées. Nous ajustons aussi une fonction exponentielle sur les queues de distribution pour connaître quantitativement quels paramètres influent sur l'inclinaison de la queue.

7.6 Fonction densité de probabilité

Les modèles de fragmentation identifiés dans la bibliographie nous donnent des lois de distribution que nous pouvons tenter de superposer sur nos résultats. Nous nous intéressons dans cette section principalement à la distribution gamma représentative de la rupture ligamentaire ainsi qu'à la loi log-normale représentative de la fragmentation en cascade. Ces distributions théoriques sont représentées sur les figures 7.39 par une ligne continue pour la log-normale et par un trait discontinu pour la gamma.

7.6.1 Méthodologie d'ajustement

Nous utilisons la définition de la loi log-normale selon Mood et al. 1974 [102], équation 7.36. Cette équation se retrouve dans le logiciel Matlab sous la fonction *lognpdf* de la statistique toolbox.

$$p_{logn}(D) = f(D, \mu, \sigma) = \frac{1}{D\sigma\sqrt{2\pi}} e^{\frac{-(\ln(D)-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (7.36)$$

Nous obtenons les paramètres μ et σ à l'aide de la variance ν et de la moyenne $\langle D \rangle$ des diamètres obtenus par reconstruction. Ces paramètres s'obtiennent par les équations 7.37 et 7.38.

$$\mu = \log(\langle D \rangle^2 / \sqrt{\nu + \langle D \rangle^2}) \quad (7.37)$$

$$\sigma = \sqrt{\log(\nu / \langle D \rangle^2 + 1)} \quad (7.38)$$

Il n'y a donc aucun ajustement de cette distribution théorique sur les mesures. La loi log-normale possède les propriétés mathématiques qui permettent de la transformer pour que ses paramètres soient calculés à partir des moments de la distribution de corde.

Pour la distribution gamma 7.39, nous utilisons le paramétrage de Marmottant et al. 2003 [87] avec un seul paramètre n qui est ajusté sur la distribution réelle et une variable D adimensionnée par sa valeur moyenne.

$$p_{gamma}(D) = f(D, D_{10}, n) = \frac{(n^n)}{\Gamma(n)} \cdot \left(\frac{D}{D_{10}}\right)^{(n-1)} \cdot e^{(-n \cdot \frac{D}{D_{10}})} \quad (7.39)$$

L'ajustement de n se fait à l'aide d'une méthode des moindres carrés non linéaire pour s'adapter au maximum à la phénoménologie fortement exponentielle des distributions de gouttes. Le D_{10} est calculé exactement de la même manière que pour la distribution log-normale. La dernière distribution que nous utilisons est une exponentielle simple à deux paramètres a et b .

$$p_{expo}(D) = a \cdot e^{b(D/D_{10})} \quad (7.40)$$

Cette distribution est ajustée sur la distribution réelle par une méthode des moindres carrés et seulement pour les classes de la queue des distributions. La décroissance exponentielle correspond à la limite asymptotique pour les larges D/s de la fonction gamma incomplète. Si le diamètre initial de ligaments d_0 est distribué uniformément, s représente le maximum de la distribution tel que d_0 est compris entre 0 et s . Dans cette représentation, le paramètre a est donc un simple préfacteur de proportionnalité et le paramètre b représente le rapport n/s . Cette asymptote peut aussi représenter une gamma à $n = 1$ ou le modèle du maximum d'entropie $P(d) = me^{-md}$ de Longuet-Higgins 1992 [79]. Dans ce cas nous avons $b = mD_{10}$ et $a = m$.

7.6.2 Illustration de l'ajustement des distributions théoriques

Les figures 7.45 et 7.46 sont des illustrations de la superposition des lois de densité de distribution avec les distributions réelles. La figure 7.45 illustre le cas d'un point de fonctionnement à $U_g = 40$ m/s et $U_l = 1,25$ m/s. La figure de gauche montre une représentation avec l'axe des abscisses sur une échelle linéaire pour mieux visualiser la distribution exponentielle simple. La figure de droite garde deux échelles logarithmiques. La ligne discontinue représente la distribution gamma avec le paramètre

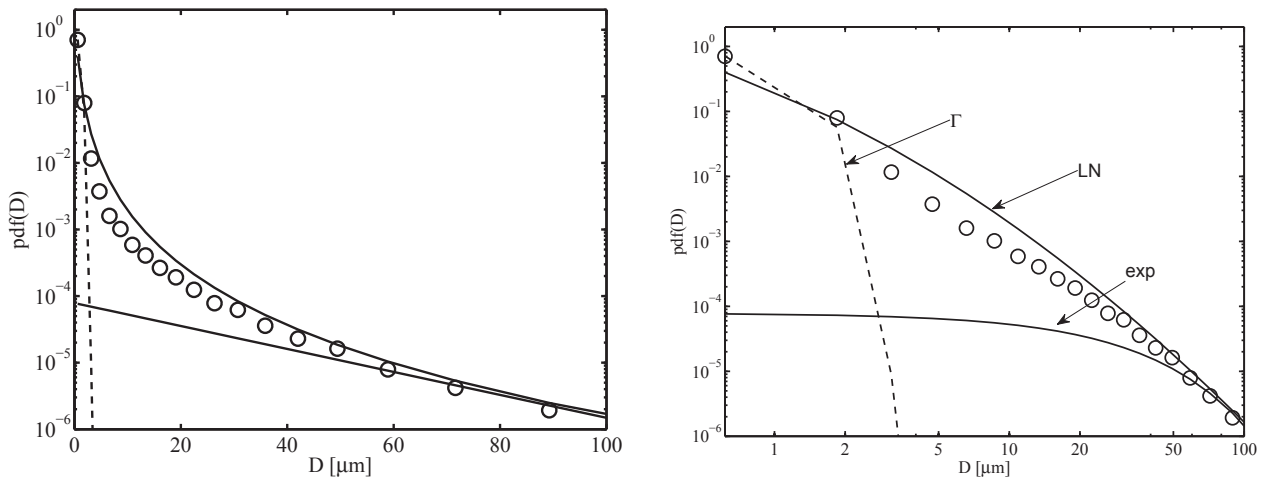


FIGURE 7.45 – Illustration d’une comparaison entre distribution de diamètres théorique et mesurée. Configuration expérimentale $N^\circ 1$, $U_g = 45 \text{ m/s}$, $U_l = 0.63 \text{ m/s}$ pour $1,5 \cdot 10^5$ gouttes enregistrées. \circ : distribution réelle ; ligne continue : distribution log normale ; ligne discontinue : distribution gamma ; ligne continue rouge : distribution exponentielle.

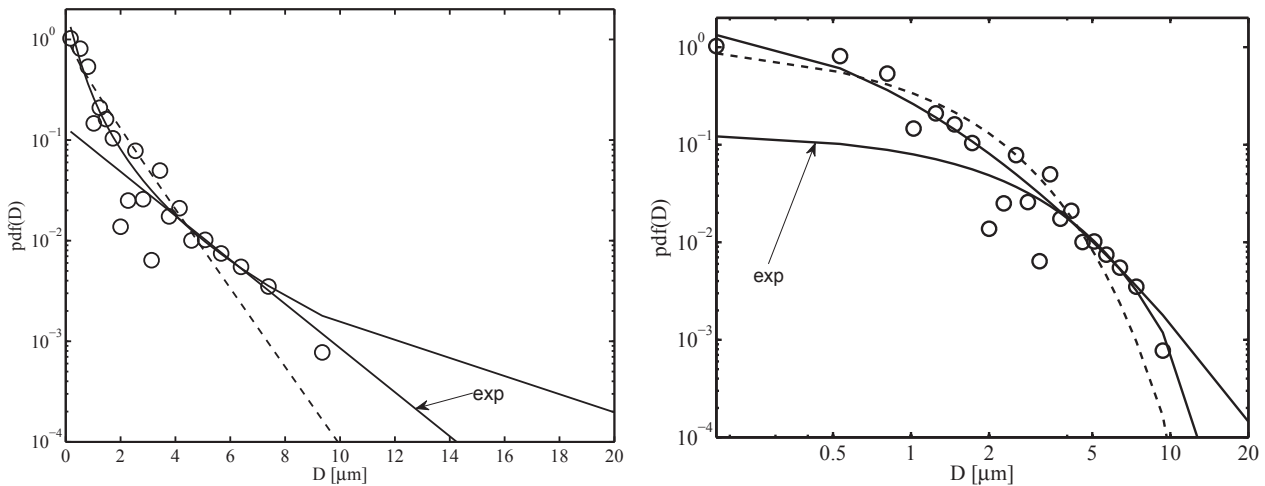


FIGURE 7.46 – Illustration d’une comparaison entre distribution de diamètre théorique et mesurée. Configuration expérimentale $N^\circ 2$ à la position $x = L_{dard}$ et $z = H_l$, $U_g = 40 \text{ m/s}$, $U_l = 0.69 \text{ m/s}$ pour 9500 gouttes enregistrées. \circ : distribution réelle, ligne continue : distribution log normale, ligne discontinue : distribution gamma, ligne continue rouge : distribution exponentielle

n ajusté. Seules les premières classes s’accordent correctement avec la distribution réelle mais la décroissance trop forte de cette distribution ne lui permet pas de s’aligner aussi sur la queue de distribution. En revanche même si la loi log–normale s’ajuste moins bien sur les premières classes, sa décroissance moins raide lui permet de s’aligner sur la queue de distribution. La figure 7.46 montre un cas où les modèles théoriques s’alignent sur une distribution réelle légèrement sous résolue concernant le point de fonctionnement $U_g = 40 \text{ m/s}$ et $U_l = 0,69 \text{ m/s}$. Dans ce cas, nous constatons que la distribution gamma reste proche de la distribution réelle, même dans la zone de forte décroissance. Nous regardons maintenant comment les paramètres de chaque distribution théorique s’ajustent sur $p(D/D_{10})$ mesuré avant de comparer les distances entre théories et mesures.

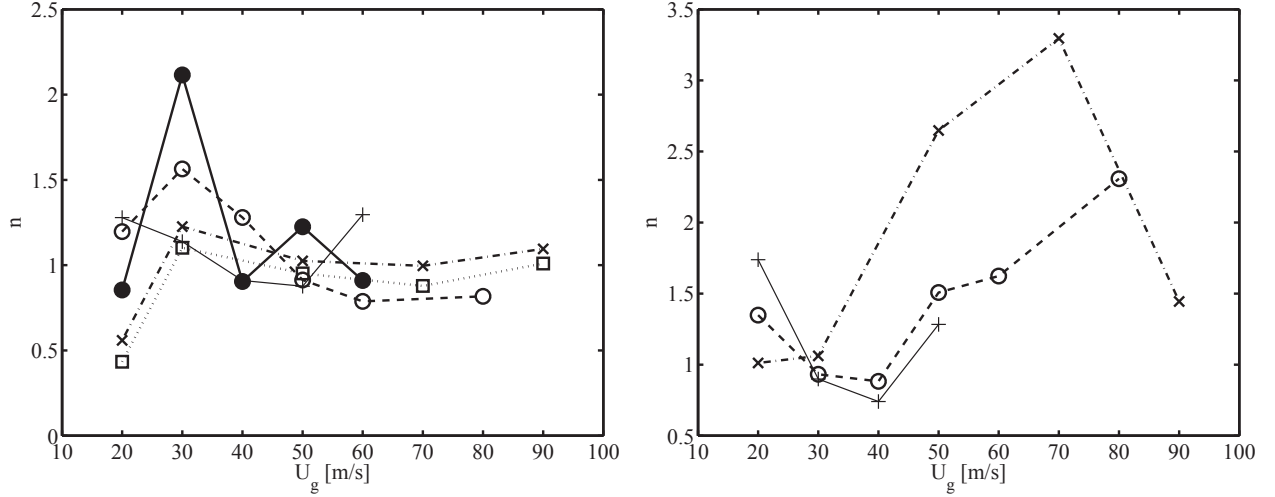


FIGURE 7.47 – Paramètre n de la gamma en fonction de U_g sur la configuration N°2. A gauche position standard $x = L_{dard}$ et $z = H_l$ et à droite position décalée $x = 1,5L_{dard}$ et $z = H_l + H_g/2$. $+$: $M \approx 1.5$, \bullet : $M \approx 2$, \circ : $M \approx 4$, \square : $M \approx 8$, \times : $M \approx 16$

7.6.3 Évolution du paramètre n de la distribution gamma

Les densités de distribution que nous utilisons fournissent des paramètres représentatifs de la forme générale des distributions mesurées en chaque point de fonctionnement. Nous cherchons ici à comprendre comment évolue cette forme tout d'abord en fonction de U_g et suivant plusieurs M . Les figures 7.47 donnent les valeurs du paramètre ajusté n de la fonction gamma pour les séries $S1$ à gauche et $S2_{dec}$ à droite. Nous nous intéresserons à la valeur moyenne du diamètre dans la section suivante.

A la position standard, nous obtenons des variations de n comprises entre 0,5 et 2 pour $U_g < 40$ m/s. Ces variations sont d'autant plus grandes, que M est petit. Au delà de $U_g = 40$ m/s, n tend vers 1 indépendamment de U_g mais aussi de M . Cette valeur asymptotique de $n = 1$ semble ne pas correspondre avec la réalité physique du modèle. D'après Marmottant et al. 2003 [87] le paramètre n est représentatif de l'étendue de la distribution de taille. L'expérimentation de ces auteurs montre que plus la vitesse gaz est grande, plus les ligaments sont petits et donc la largeur de distribution des tailles diminue. Comme la variance de la gamma est proportionnelle à $1/\sqrt{n}$, n doit augmenter avec U_g , ce qui n'est pas le cas à cette position de mesure.

Le modèle de fragmentation n'est normalement plus valable à la position de mesure N°2 puisque l'atomisation secondaire peut avoir commencé. Sur cette série, nous constatons que n augmente avec U_g en passant de $n = 1$ à $n = 3$ au maximum. Cette augmentation de n est beaucoup plus probante pour $M = 16$ que pour les plus petits M . Pour les deux positions de mesure, nous avons un comportement différent de n après la limite de 30 – 40 m/s.

D'après Ben Rayana 2007 [13] en dessous de 30 m/s, tout les ligaments possibles ne se développent pas sur les crêtes de vague de l'instabilité transversale. Une faible proportion des ligaments est donc absente par rapport aux plus grands U_g . Ce phénomène fait varier la population initiale de ligaments et change donc la variance de la gamma via des n plus grands.

La distribution gamma est représentative de la fragmentation d'un seul ligament. Nous savons que les ligaments ont un diamètre proportionnel à la longueur d'onde transverse, $d_0 \approx 0,23\lambda_T$. Celle-ci est fixe pour un point de fonctionnement donné. Si nous considérons que tous les ligaments ont un diamètre identique, alors à la fin de l'atomisation primaire nous pouvons retrouver cette distribution. L'étude de n que nous venons de faire montre que les valeurs de n ne sont pas représentatives du modèle de fragmentation ligamentaire car elles sont trop petites et elles n'évoluent pas comme attendu en fonction de U_g .

Si nous considérons que les diamètres initiaux des ligaments sont eux aussi distribués jusqu'à un

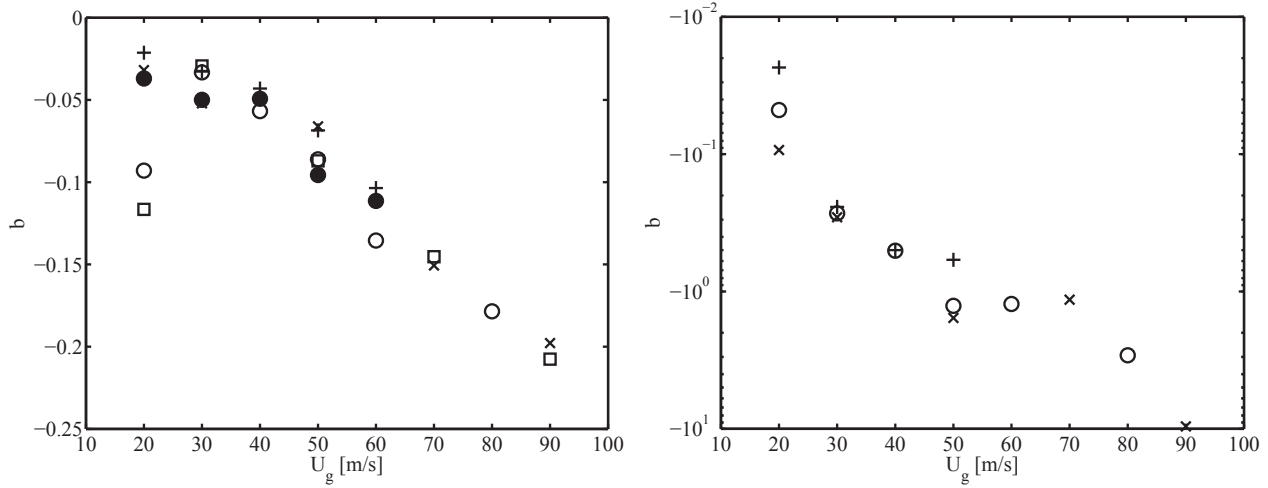


FIGURE 7.48 – Paramètre b de $p_{expo}(D) = a.exp(b.d/d_{10})$ en fonction de U_g sur configuration $N^\circ 2$. A gauche : position standard $x = L_{dard}$ et $z = H_l$, série $S1$ et à droite : position décalée $x = 1,5L_{dard}$ et $z = H_l + H_g/2$, série $S2_{dec}$. $+$: $M \approx 1.5$, \bullet : $M \approx 2$, \circ : $M \approx 4$, \square : $M \approx 8$, \times : $M \approx 16$

maximum, la distribution de gouttes que nous devons observer diffère de la distribution gamma. D'après Villermaux 2007 [125], si nous posons que le diamètre moyen D_{10} est distribué suivant la population des ligaments $p_L(D_{10})$, alors la distribution des diamètres dans le spray devient :

$$p_{spray}(D) = \int p_L(D_{10})p_B(D/D_{10})d(D_{10})$$

Dans ce cas, la distribution $p(D)$ tend vers une exponentielle simple de la forme :

$$p(D) \propto e^{n.D/D_{10}}$$

pour les grands D .

Dans la section suivante, nous étudions la fonction $P(d) = a.exp(b.d/d_{10})$. En posant $n = b$ nous retombons sur le modèle de fragmentation ligamentaire pour une distribution large des diamètres de ligament initiaux.

7.6.4 Évolution du paramètre b de l'asymptote p_{expo}

Nous regardons dans cette section l'évolution du paramètre b de la fonction $p_{expo}(D) = a.exp(b.d/d_{10})$. Cette fonction est ajustée uniquement sur les queues de distribution car elle représente le comportement de p_{spray} pour les grands D et ne peut donc pas capturer de maximum local. Ces dernières classes représentent donc qu'une faible partie en nombre des événements qui composent la distribution. Nous avons remarqué des différences sur ces dernières classes dans la section 7.5.2 précédente. Ces légères différences sont ici étudiées en détail.

Un contrôle visuel permet de vérifier sur un graphique similaire à la figure 7.45 de gauche que p_{expo} s'ajuste correctement sur la queue de distribution. Les figures 7.48 donnent le coefficient b à gauche pour la série $S1$ et à droite $S2_{dec}$. Tout d'abord, l'ordre de grandeur de b est radicalement différent suivant la position de mesure. Quelle que soit la position relative de mesure b diminue avec U_g et la tendance générale de b avec U_g est bien marquée. Toutes les séries étant superposées, il est clair que b est indépendant de M et donc de l'entraînement U_e .

b correspond au paramètre n de la gamma dans le cas d'une prise en compte de la distribution de taille de ligaments. Sur la position standard, à gauche, $|b|$ reste toujours inférieur à 1, alors qu'à la position décalée, $|b|$ prend des valeurs bien plus importantes. Comme nous nous focalisons sur la queue de distribution, p_{expo} est fortement lié aux gros événements qui ont tendance à rallonger la queue de distribution. Ces gros événements présents dans la position standard, faussent l'inclinaison

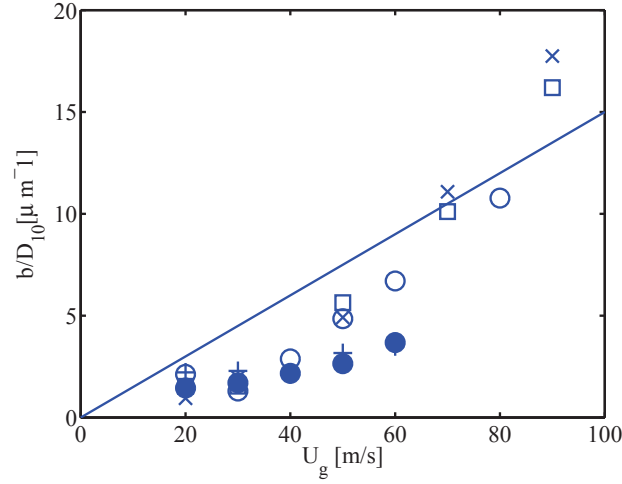


FIGURE 7.49 – b/D_{10} en fonction de U_g sur configuration $N^\circ 2$ à la position standard $x = L_{dard}$ et $z = H_l$, série $S1$. + : $M \approx 1.5$, • : $M \approx 2$, ○ : $M \approx 4$, □ : $M \approx 8$, × : $M \approx 16$, ligne continue : résultat de Marmottant 2002

de la queue de distribution. A la position décalée, où ces gros évènements se raréfient, $|b|$ prend des valeurs beaucoup plus grandes.

Nous comparons nos résultats de la série $S1$ avec les valeurs de Marmottant 2002 [86] obtenues sur l'expérimentation coaxiale pour $20 < U_g < 80$ m/s et $0,45 < U_l < 0,94$, figure 7.49. La ligne continue représente les valeurs de $1/D_m$ de la fonction de distribution $pdf(D) = \frac{1}{D_m} \exp(D/D_m)$. Dans notre cas, $1/D_m$ est égal à b/D_{10} . Si nous comparons notre paramètre a avec b/D_{10} dans notre fonction, nous obtenons un rapport moyen de 2, ce qui signifie que nous avons des décalages à l'origine par rapport au modèle de Marmottant imputables aux gros évènements. Nous ne prenons pas en compte les résultats de la série $S2_{dec}$ qui ne sont pas correctement convergés sur les queues de distribution. L'intérêt de cette étude est avant tout de montrer que l'inclinaison des queues de distributions varie avec U_g .

7.6.5 Évolution des paramètres σ et μ de la distribution log-normale

Si une distribution $p(Y)$, qui a pour variable $Y = \log(D)$, suit une distribution selon la loi normale avec une espérance μ et une variance σ alors la variable D suit une loi log-normale d'espérance μ et une variance σ . Ces deux paramètres sont obtenus à partir de D_{10} et de la variance de D . μ et σ ne peuvent pas être comparés directement aux autres fonctions de densité étudiées puisque dans la loi log-normale la variable adimensionnée D/D_{10} ne peut pas être isolée seule.

Néanmoins, d'un point de vue général, nous pouvons considérer que σ détermine la largeur de la distribution alors que μ détermine sa position. Ces deux paramètres sont donc représentatifs de l'évolution de la forme des distributions dans leur intégralité. La figure 7.50 donne μ sur la ligne du haut et σ sur la ligne du bas, avec à gauche la série $S1$ et à droite la série $S2_{dec}$.

A la position de mesure standard, lorsque $U_g > 30$ m/s et $M > 2$, μ et σ tendent vers une valeur asymptotique. La variation de μ et σ autour de l'asymptote est faible ce qui signifie que les formes générales des distributions n'évoluent pas. Le constat est différent pour la position de mesure décalée où les deux paramètres affichent des tendances avec U_g . σ décroît avec U_g et μ croît avec U_g . Cependant lorsque nous atteignons $U_g = 50$ m/s, nous retrouvons une valeur asymptotique.

La différence de comportement entre les positions de mesure confirme l'influence des grands évènements sur la forme des queues de distributions. Cette analyse montre que des écarts fins existent dans la forme des distributions suivant la position de mesure et pour les M et U_g faibles. La fonction log-normale appliquée aux diamètres n'est pas directement représentative du mécanisme d'atomisation de fragmentation en cascade des gouttes. Cette adéquation de la loi log-normale avec les données

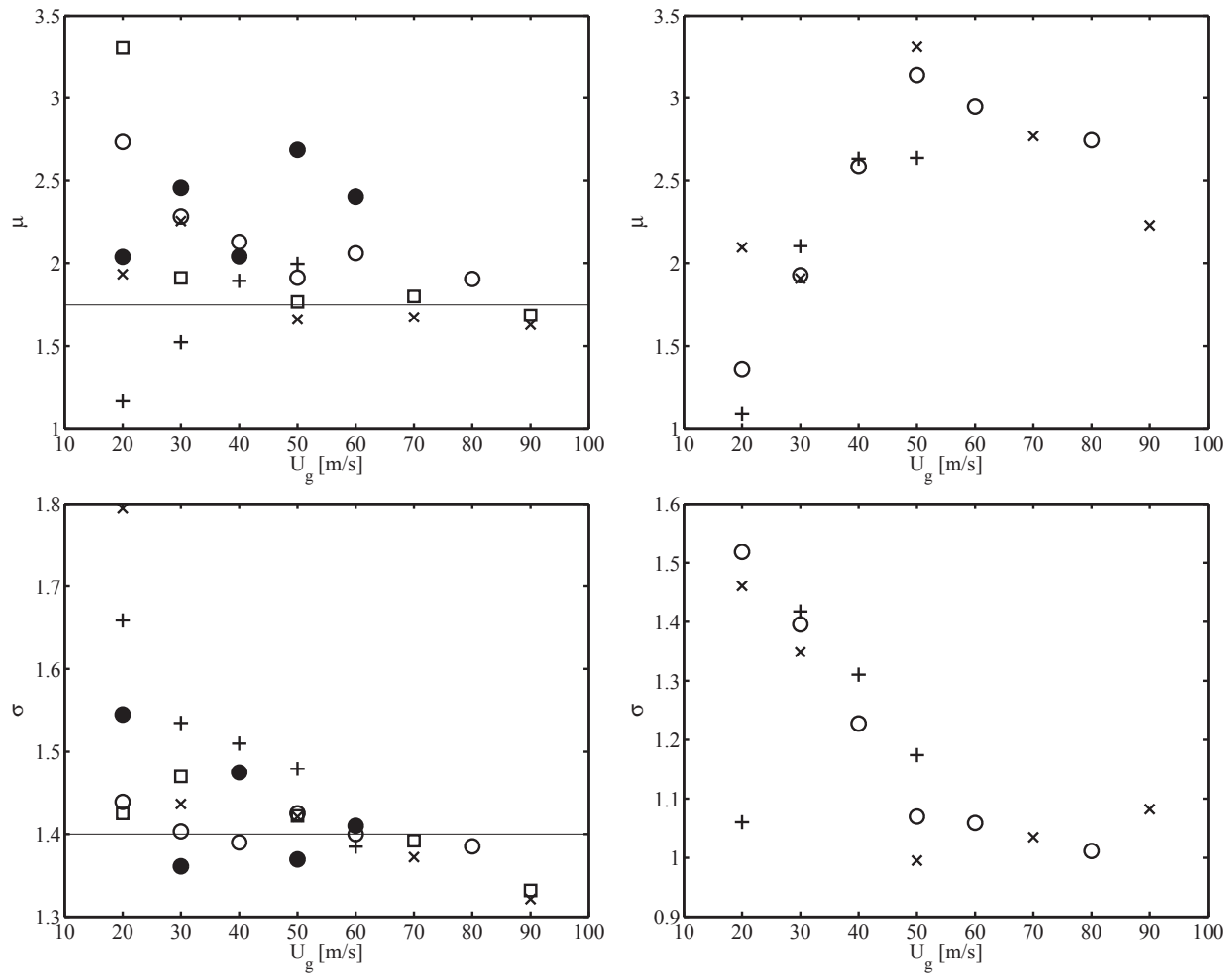


FIGURE 7.50 – Paramètre μ en haut et σ en bas de la fonction log-normale en fonction de U_g . A gauche, série S1 et à droite position décalé $x = 1,5L_{dard}$ et $z = H_l + H_g/2$, série S2_dec. $+$: $M \approx 1.5$, \bullet : $M \approx 2$, \circ : $M \approx 4$, \square : $M \approx 8$, \times : $M \approx 16$.

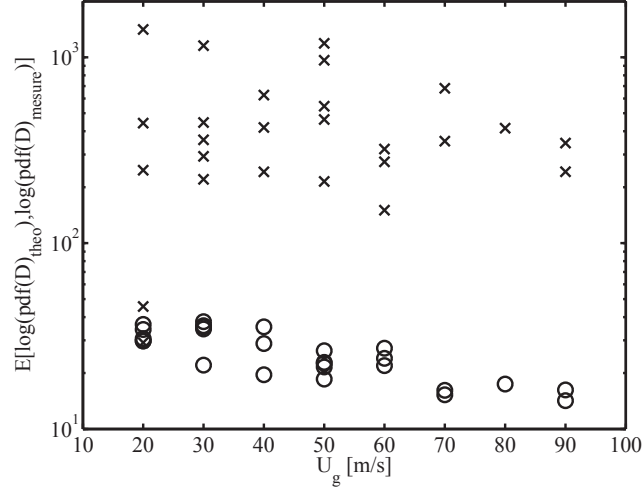


FIGURE 7.51 – Distance générale E_{clog} entre les fonctions de densité théorique et la fonction de densité réelle pour les série $S1$ et $S2_{dec}$. \circ : log–normale, $+$: gamma.

mesurées témoigne simplement de la présence d'un mécanisme qui a un enchainement en cascade. Ce mécanisme a des caractéristiques qui évoluent avec U_g lorsque nous nous éloignons de la position de mesure standard. Il y a donc une évolution dans l'espace de ce mécanisme.

7.6.6 Comparaison des différentes fonctions par leur distance à la distribution réelle

Nous cherchons à présent à quantifier quelle est la fonction de distribution la plus proche des distributions réelles. La distance entre distribution réelle et théorique est difficile à quantifier puisque nous sommes sur des phénomènes logarithmiques. Un faible écart sur les premières classes génère une plus grande distance globale qu'un grand écart sur les grandes classes. Il est donc compliqué de comparer quantitativement la fidélité aux mesures de chacune des distributions. Avec un calcul de distance classique $Ec = \sum \sqrt{(pdf(D)_{mesure} - pdf(D)_{theo})^2}$ nous obtenons des distances proches à 95% alors que visuellement les courbes sont réellement décalées. Pour réaliser une comparaison plus réaliste, nous calculons la distance entre théorie et mesure en pondérant chaque point par son logarithme selon la formulation $E_{clog} = \sum \sqrt{(\log(pdf(D)_{mesure}) - \log(pdf(D)_{theo}))^2}$. La figure 7.51 donne cette distance D_{log} en fonction de U_g . Mis à part quelques points à $U_g = 20$ m/s la distance E_{clog} pour la fonction de densité théorique gamma est largement plus importante que pour la fonction de densité log–normale. Les valeurs moyennes de E_{clog} de chacune des distributions sont séparées par plusieurs décades. Nous considérons donc que la fonction log–normale et son mécanisme associé décrit le plus fidèlement la distribution réelle.

7.6.7 Passage de l'analyse des distributions à l'analyse des valeurs moyennes de caractéristiques de spray

Nous avons vu dans cette section 7.5 plusieurs points particuliers sur les densités de distribution de diamètre de gouttes :

- Les pdf de diamètre se superposent correctement lorsqu'elles sont centrées par leur valeur moyenne. Cette superposition générale montre qu'au premier ordre, les distributions sont insensibles à U_g et à U_l (et donc à M).
- Ce constat semble toujours vrai pour une position fixe de mesure jusqu'à $x = 6.H_g$
- Une analyse plus fine des dernières classes des distributions montrent que l'inclinaison des queues varie légèrement avec U_g . Cette variation est plus importante à la position de mesure décalée. Nous voyons ici l'influence des grands événements. Ceux-ci font la différence dans les queues de

distribution entre les positions de mesures. Le paramètre b de la fonction de densité p_{expo} valide ce constat.

- La fonction gamma ne s'aligne pas correctement avec les pdf mesurées. Le paramètre n mesuré ne correspond pas à une réalité physique notamment à la position standard. Les diamètres de ligaments à l'origine de la fragmentation de gouttes sont donc largement distribués et le modèle de fragmentation ligamentaire doit suivre une fonction exponentielle $\frac{1}{D_m} \exp(D/D_m)$.
- La fonction log-normale suit fidèlement les formes générales des pdf mesurées. Cette accord témoigne de l'existence d'un processus non identifié qui génère les gouttes. La complexité des interactions entre vagues, ligaments, brisure et orientation des ligaments, fragmentation secondaire, et catapultage de goutte fait que la distribution des tailles de gouttes peut être assimilée à une distribution compatible avec la loi log-normale.

Nous venons d'analyser la forme des distributions de tailles de gouttes. Le centrage par D_{10} fonctionne correctement. Nous poursuivons dans la section suivante en examinant comment D_{10} évolue en fonction des paramètres d'injection.

7.7 Étude de l'influence de M et H_l sur le diamètre

Nous voulons étudier le comportement du premier moment statistique des vecteurs diamètre en fonction de U_g . Nous avons vu que la reconstruction des diamètres apporte une incertitude si les pdf ne sont pas complètement convergées. Pour la suite nous étudierons les valeurs moyennes sous la forme du diamètre de Sauter D_{32} obtenu directement du vecteur corde mesuré selon la méthode décrite au chapitre 7.3. Dans un premier temps, nous examinons comment le modèle de Hong-Varga est modifié si nous prenons en compte les derniers résultats sur λ_L , obtenus au chapitre 3. Dans un second temps, nous testons si le modèle de Hong-Varga reste valide lorsque M diminue. Enfin nous testons de la même manière ce modèle lorsque H_l diminue jusqu'à 0,5 mm.

7.7.1 Le modèle Hong-Varga avec prise en compte de M

Comme nous l'avons abordé en section bibliographique 7.1.2 nous disposons d'un modèle prédictif de la longueur d'onde transverse λ_T en fonction des conditions d'injection. Ce modèle correspond à une instabilité de type Rayleigh–Taylor de longueur d'onde λ_T . Nous rappelons ici les éléments essentiels de ce modèle :

$$\lambda_T = 2\pi \sqrt{\frac{3\sigma_{eau}}{\rho_l a}} \quad (7.41)$$

Les conditions d'injection déterminent l'accélération des vagues ainsi que la longueur d'onde longitudinale, variable qui permet de trouver la masse de liquide accéléré. L'accélération des vagues s'écrit, équation 7.16 :

$$a = \frac{F_{aero}}{m_c} = \frac{\frac{1}{2}C_d\rho_g(U_g - U_c)^2 A_c}{\rho_l A_c b} \quad (7.42)$$

avec $b = \alpha_c \lambda_L$. A_c est la surface projetée des vagues sur U_g . b est la largeur à la base des vagues. Les paramètres α_c et C_d sont représentatifs des formes de vague. D'après Hong, la forme des vagues est identique quelles que soient les conditions d'injections. Expérimentalement il trouve $\alpha_c = 0,05$ en posant $C_d = 2$. En posant des hypothèses simplificatrices nous obtenons la longueur d'onde transverse. Nous savons d'après Marmottant 2002 que le diamètre moyen des gouttes est proportionnel à λ_T . Nous avons donc au final :

$$D_{10} \propto \alpha_d \lambda_T \propto \delta_g \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{\frac{1}{4}} We_{\delta_g}^{-\frac{1}{2}}$$

Le We est calculé avec comme échelle de longueur δ_g . Il s'écrit : $We_{\delta_g} = \rho_g(U_g - U_c)^2 \delta_g / \sigma$. D'après Marmottant, le rapport de proportionnalité α_d entre D_{10} et λ_T vaut 0,07 sur la configuration coaxiale alors qu'il vaut 0,02 sur la configuration plane d'après Hong.

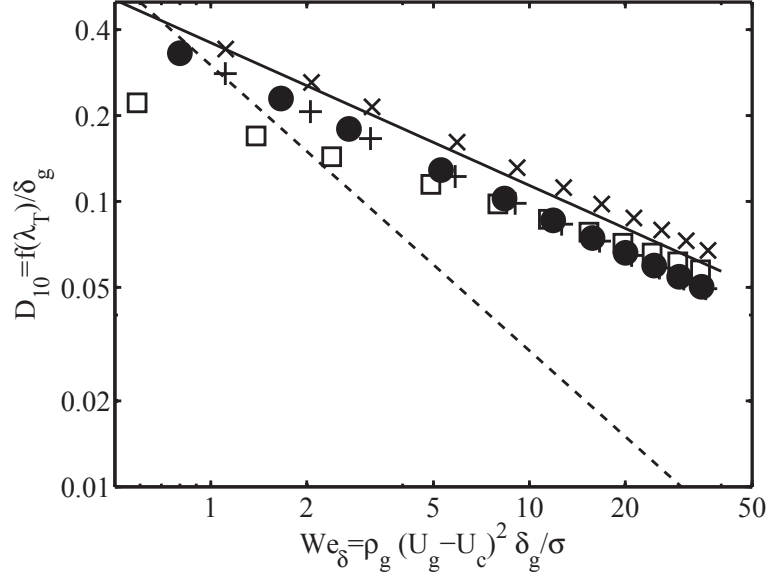


FIGURE 7.52 – D_{10}/δ_g théorique calculé avec $\lambda_{Ltheorique}$ et $U_{ctheorique}$ en fonction du We_δ . Modèle initial avec $\lambda_L = \frac{2\pi}{1.3} \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_g}} \delta_g \Rightarrow + : U_l = 0,1 \text{ m/s}, \bullet : U_l = 1,6 \text{ m/s}$, modèle modifié $\Rightarrow \times : U_l = 0,1 \text{ m/s}, \square : U_l = 1,6 \text{ m/s}$, ligne continue : $2(\frac{\rho_g}{\rho_l})^{1/4} We^{-1/2}$, ligne discontinue : $0,3 We^{-1}$. $C = 2$, $\alpha_c = 0,04$ et $\delta_{gtheorique} = f(Re)$ pour tout les motifs.

Dans la section 3 nous avons montré que le modèle asymptotique de l'analyse de stabilité avec déficit de vitesse produit de bons résultats sur la fréquence et la longueur d'onde axiale. Nous reprenons les formulations de cette analyse de stabilité, équation 3.2.4, pour intégrer ces résultats dans le calcul de λ_T . Dans l'équation 7.16 la vitesse de convection des vagues U_c et b deviennent :

$$b \propto \alpha_c \lambda_L \propto \frac{0,2\pi\delta_g}{(\sqrt{2} + \frac{3}{2}M^{-1/2})\sqrt{r}} \quad \text{et} \quad U_c = \frac{\sqrt{2}}{2}\sqrt{r}U_g + \frac{7}{4}U_l$$

La figure 7.52 montre comment évolue $D_{10} = f(\lambda_T)$ adimensionné par δ_g en fonction de We_δ pour deux vitesses liquides. L'ensemble de la plage de point de fonctionnement que nous étudions est couverte sur ce graphique puisque nous avons $10 \text{ m/s} < U_g < 100 \text{ m/s}$ et $0,1 \text{ m/s} < U_l < 1,6 \text{ m/s}$. Les valeurs de δ_g sont calculées à partir de $\delta_g/H_l = 6/\sqrt{Re_g}$ (conf. chapitre 2). Les motifs \times et \bullet sont obtenus avec la modélisation classique : la vitesse de convection est celle de Dimotakis alors que la longueur d'onde est calculée avec la relation de Raynal. Ces motifs suivent correctement la pente en $We^{-1/2}$ et l'influence de U_l est minime. Les motifs $+$ et \square correspondent au modèle modifié. Comme ces deux motifs sont très proches, l'influence de U_l dans cette modélisation reste aussi limitée. Pour le plus petit U_l , M grand, nous retombons sur le modèle initial en $We^{-1/2}$. Lorsque U_l devient grand en revanche, la tendance devient légèrement moins forte avec We . La décroissance générale de l'ensemble des mesures est proche d'une pente en $We^{-1/2}$. La prise en compte du nouveau modèle de λ_L et de U_c ne modifie donc pas drastiquement le modèle de Hong-Varga. La ligne en pointillés représente une pente en We^{-1} . Nous verrons dans les sections suivantes que nos mesures se rapprochent plus de cette pente. Lors de nos expérimentations, nous comparerons nos données à ce modèle.

7.7.2 Test du modèle Hong-Varga pour M variable

D_{32} en fonction de U_g et We

La figure 7.53 montre les D_{32} obtenus en fonction de U_g à gauche et adimensionnés par δ_g à droite en fonction de We_δ pour la première série de mesure S1. We_δ est calculé comme pour la figure 7.52

mais avec les valeurs mesurées de δ_g . Nous utilisons l'expérimentation dans la configuration $N^\circ 2$ avec un H_l réduit à 6 mm afin d'élargir la gamme des U_l à partir du même débit d'eau disponible. Cette configuration permet d'obtenir des M petits avec de grandes vitesses gaz. Les mesures sont réalisées à la position standard relative à l'écoulement décrite dans la section précédente.

Le motif \blacklozenge représente la série de référence à $M = 16$ réalisée par Ben Rayana et al. 2006 relative

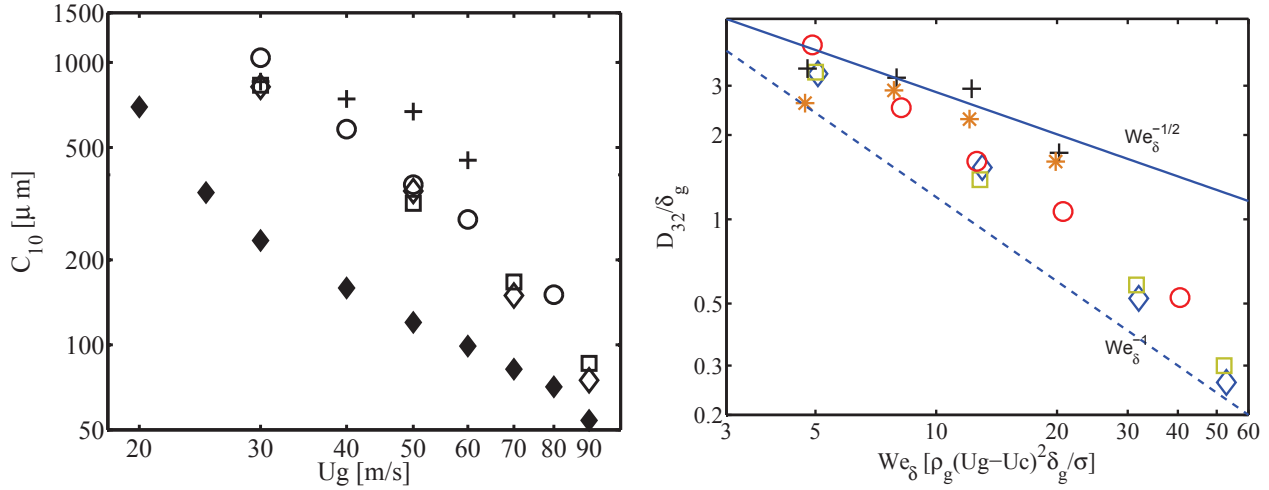


FIGURE 7.53 – C_{10} en fonction de U_g à gauche en série de M constant. Valeurs présentées sous leur forme adimensionnées à droite. Série $S1$ avec $H_l = 6 \text{ mm}$ à $x = L_{dard}$ et $z = H_l$. \blacklozenge : $M \approx 16H_l = 10$, \diamond : $M \approx 16H_l = 6$, \square : $M \approx 8$, \circ : $M \approx 4$, $+$: $M \approx 2$, $*$: $M \approx 1,5$, ligne continue : pente en $C1.We^{-1/2}$, ligne discontinue : pente en $C2.We^{-1}$, préfacteurs $C1$ et $C2$ ajustés. δ_g est mesuré et 98% des grands évènements sont filtrés

aux grands M . Nos mesures sont globalement supérieures aux valeurs des précédents auteurs. Pour l'ensemble des mesures de la série $S1$, le D_{32} diminue avec U_g avec un maximum pour $U_g = 30 \text{ m/s}$ de $1000 \mu\text{m}$. Tous les motifs sont clairement superposés, ce qui signifie que M n'a pas d'incidence sur D_{32} hormis pour $M = 2$ et $M = 1,5$ où la décroissance est moins forte que pour les autres M .

Sous la forme adimensionnée à droite, nous vérifions directement le modèle phénoménologique de Hong-Varga. La vérification du modèle porte sur le fait que D_{32}/δ_g reste bien dépendant de We_δ mais aussi que la plage de variation de D_{32}/δ_g reste proche des valeurs théoriques du modèle $2(\frac{\rho_a}{\rho_l})^{(1/4)}We_\delta^{-1/2}$.

Nous constatons que la décroissance suit une pente plus proche de We^{-1} que de $We^{-1/2}$. Nos résultats ont donc une plus forte décroissance que celle du modèle théorique. Seules les séries à plus faible M suivent la pente en $We^{-1/2}$. Les seuls paramètres influant au premier ordre sur la taille des gouttes sont bien U_g et δ_g sachant que δ_g est une caractéristique de l'injecteur qui dépend de U_g .

La plage de variation mesurée de D_{32}/δ_g est comprise entre 5 et 0.2 alors que le modèle théorique donne une plage de variation entre 0.4 et 0.02, figure 7.52.

Différence de D_{32} avec les précédentes études.

Pour expliquer la différence de valeur moyenne importante entre nos données et celle des précédents auteurs, motif \blacklozenge , nous devons nous focaliser sur la position relative de la sonde par rapport au dard liquide dans la configuration expérimentale $N^\circ 2$. Les précédents auteurs, Hong et Ben Rayana, ont effectué leur mesures à $H_l = 10 \text{ mm}$ sur la configuration $N^\circ 1$. Nous avons vu à la section 6.3.1 que nous obtenons, à $H_l = 6 \text{ mm}$, des longueurs de dard liquide plus longues que la longueur théorique calculée à partir de la formule $L_{dard}/H_l = 6M^{-1/2}$. Cette longueur L_{dard} augmente significativement par rapport à la longueur théorique lorsque H_l diminue. Hormis sur la série de mesure $S1$ figure 7.53 les mesures sont réalisées à $H_l = 6 \text{ mm}$, ce qui diminue fortement H_l et augmente la valeur

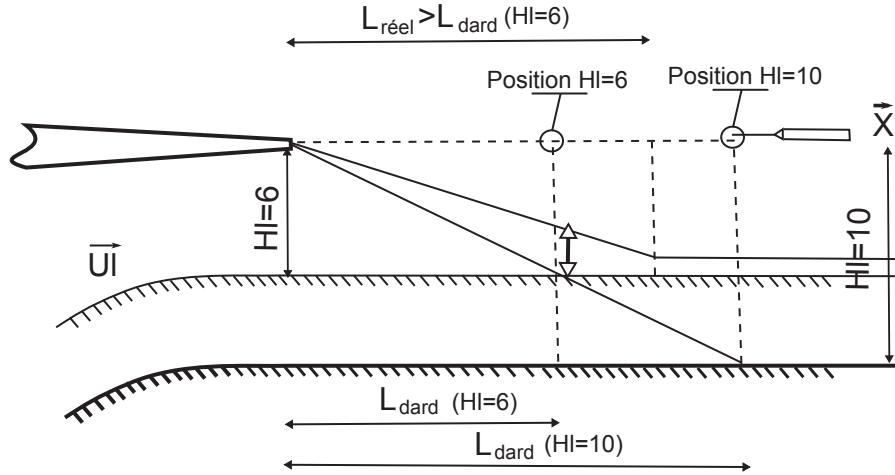


FIGURE 7.54 – Positionnement de la sonde relativement à la longueur liquide intacte L_{dard} dans le cas d’une variation de H_l . $L_{dard} \approx 6H_l/\sqrt{M}$

réelle de L_{dard} . La figure 6.6 nous montre que l’épaisseur de film liquide résultant après atomisation n’est pas négligeable notamment pour les faibles U_g . En diminuant H_l , la sonde est relativement plus proche de ce film résultant et peut donc potentiellement interagir plus fréquemment avec les vagues. Le schéma 7.54 illustre comment la position relative de la sonde par rapport au fluide change avec H_l . En comparaison, avec la série antérieure, motif ♦, la sonde est plus proche de l’injection dans la série S1. Une conséquence de ce rapprochement de l’interface liquide moyenne est que la sonde capte de longs ligaments ou des vagues qui ne sont pas encore arrachées au liquide. Les distributions de cordes que nous avons étudiées à la section précédente montrent que des événements d’une longueur supérieure à 10 mm sont enregistrés avec des occurrences non négligeables incompatibles avec des tailles de gouttes. La distribution que nous enregistrons à la série S1 est donc constituée de cordes provenant d’un mélange de ligaments, de vagues et de gouttes. Il en résulte que les D_{32} sont largement au dessus des D_{32} de la série de référence avec un rapport entre les mesures pouvant monter jusqu’à 4,34. La vitesse liquide joue aussi un rôle important dans l’extension de L_{dard} . Pour les plus faibles M , ces vitesses liquides deviennent importantes et l’effet de rapprochement de la sonde par rapport à l’interface moyenne devient encore plus marqué. Il en résulte que les motifs * et + associés à $M = 1,5$ et $M = 2$ présentent des D_{32} encore plus importants avec une décroissance en fonction de U_g beaucoup moins forte.

Changement de la position de mesure relative

Pour corriger ce problème de mesure nous réalisons la série $S2_{dec}$, figure 7.55. Cette série de mesure reprend les mêmes points de fonctionnement que S1 mais à une position décalée, illustrée figure 7.36 en aval pour être sûr que l’atomisation soit complète. La superposition des pdf de cordes, vue dans la section précédente, montre bien une réduction des queues de distribution. Les ligaments sont donc bien exclus de la mesure. Nous retrouvons des valeurs de D_{32} plus faibles que dans la série S1. Ces valeurs sont aussi plus faibles que dans la série de référence puisque nous sommes en dessous de la série à $M = 16$ de la figure 7.53 et de la série de référence représentée respectivement par les motifs * et ♦. Ces différences de mesure entre S1 et $S2_{dec}$ témoignent des fortes variations spatiales des diamètres de gouttes mis en avant par Hong 2003 [58] à $U_g = 60$ m/s et $M = 16$. Sur la figure 7.55 de droite, l’ensemble des points s’alignent suivant une pente en We^{-1} indépendamment de M . Seul un point à $U_g = 20$ m/s et $M = 1,5$ sort de cet alignement. Ce point à l’extrême des conditions d’injection, a un flux numérique tellement faible que la convergence de mesure est difficile à atteindre.

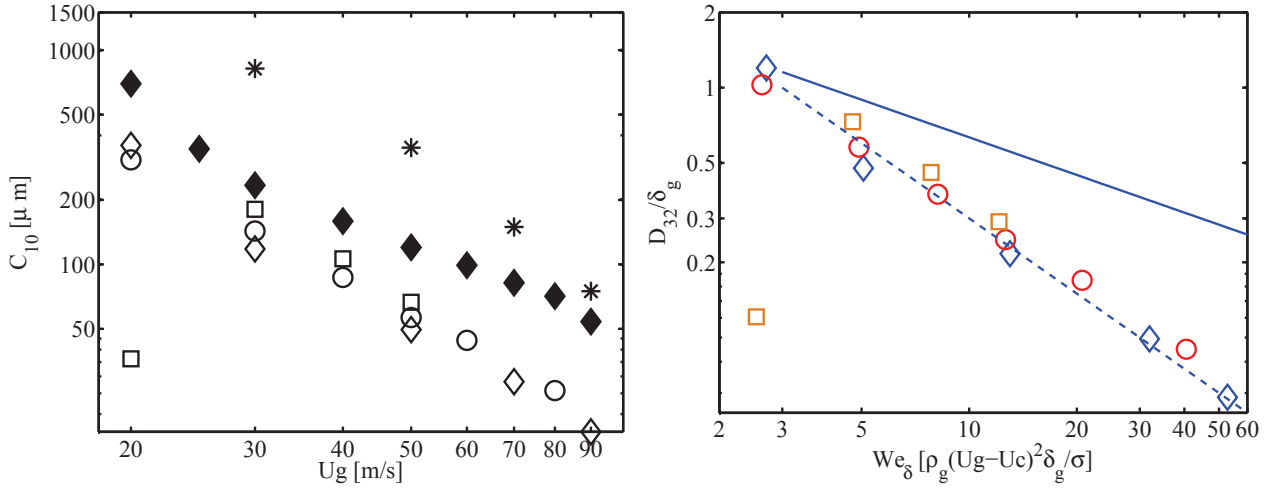


FIGURE 7.55 – C_{10} en fonction de U_g à gauche en série de M constant pour la position décalée, série $S2_{dec}$. Valeurs présentées sous leur forme adimensionnées à droite. Série $S2_{dec}$ avec $H_l = 6 \text{ mm}$ à $x = 1,5.L_{dard}$ et $z = 1,5.H_l$. * : $M \approx 16$ de la série $S1$, \blacklozenge : référence $M \approx 16$ $H_l = 10$, Série $S2_{dec} \Rightarrow \diamond$: $M \approx 16$ $H_l = 6$, \circ : $M \approx 4$, \square : $M \approx 1,5$. δ_g est mesuré et 98% des grands événements sont filtrés

Evolution du modèle Hong-Varga

Les trois séries de mesure précédentes montrent clairement une décroissance de D_{32}/δ_g avec We^{-1} alors que le modèle phénoménologique de Hong-Varga prévoit une décroissance en $We^{-1/2}$. Les études de Hong 2003 [58] et Ben Rayana 2007 [13] sur la configuration expérimentale $N^\circ 1$ ont toutes été réalisées au point de mesure standard. Ces études ont mis en évidence une dépendance de D_{32} avec $We^{-1/2}$. Le positionnement de la sonde par rapport au liquide ne peut pas être la seule explication de cette différence puisque, sur la position décalée de la série $S2_{dec}$, nous retrouvons la pente en We^{-1} .

Différence entre δ_g mesuré et théorique. En premier lieu, nous cherchons une explication par l'influence de δ_g . Nous avons vu, dans le chapitre 2, que nous avons de légères différences avec le modèle de Raynal $\delta_g = 6H_g/\sqrt{Re}$, notamment aux grandes vitesses gaz. Sur les figures 7.53 et 7.55, les D_{32}/δ et We_δ sont calculés avec les épaisseurs de vorticité mesurées. Sur la figure 7.56 nous vérifions que l'utilisation de la valeur mesurée de δ_g ne provoque pas une dérive dans les tendances en We . Nous utilisons les points des séries $S1$ et $S2$    $M = 16$, ainsi que la série de référence de Ben Rayana. Les motifs pleins représentent un adimensionnement et un calcul de We_δ à l'aide d'une interpolation linéaire des δ_g mesurés au fil chaud. Les motifs creux représentent le même résultat avec $\delta_g = 6H_g/\sqrt{Re}$. Bien que les We_δ sont plus petits aux faibles U_g avec δ_g mesuré, nous n'observons pas de changement de tendances entre les motifs pleins et creux. Les petites variations entre δ_g théorique et mesuré ne sont donc pas à l'origine des changements de pente.

Influence de la longueur de coupe de sonde Du point de vue intrinsèque à la mesure, nous pouvons trouver une explication à cette différence de comportement. Hong 2003 et Ben Rayana 2007 utilisent une sonde de longueur sensible plus grande que la nôtre. Cette sonde autorise donc une longueur de coupe plus grande que la nôtre. Nous avons vu dans la section de qualification de sonde 7.3 que cette longueur de coupe a une influence sur la mesure de C_{10} . Comme les distributions de gouttes se resserrent et se déplacent vers les petites tailles lorsque U_g augmente, la valeur moyenne des tailles augmente nécessairement avec la résolution minimale de sonde. Pour vérifier cette hypothèse nous traçons figure 7.57 D_{32}/δ_g en fonction de deux valeurs de coupe différentes. La valeur de coupe plus grande simule l'utilisation d'une sonde moins fine avec $Ls(10 - 60) = 30 \mu m$ soit une coupe à $15 \mu m$, motif \bullet , et l'autre valeur de coupe représente notre mesure actuelle à $Ls(10 - 60) =$

12 μm soit une coupure à 6 μm . Nous appliquons cette comparaison sur la série $S2_{dec}$ pour $M = 16$. Pour simuler cette coupure plus haute à 15 μm , nous filtrons toutes les cordes inférieures à cette valeur avant de calculer la moyenne. Nous prenons les valeurs de δ_g mesurées.

Pour les plus petits U_g , les écarts de valeurs sont faibles alors qu'ils deviennent non négligeables lorsque U_g devient grand. Sur ce tracé nous constatons que le D_{32}/δ pour une longueur sensible de sonde de $Ls(10 - 60) = 10 \mu m$ suit une tendance en We^{-1} comme sur la figure de droite 7.55 alors que le D_{32}/δ pour une longueur sensible de sonde de 30 μm suit une tendance moins forte plus proche de $We^{-1/2}$ notamment au delà de $We_\delta = 5$. Si nous excluons les points à $U_g < 30 m/s$, soit pour $We_\delta < 5$, les mesures à $Ls(10 - 60) = 30 \mu m$ s'alignent avec $We^{-1/2}$. Une explication plausible des écarts de pente observés entre les résultats présentés ici et ceux obtenus par Hong 2003 [58] et par Ben Rayana 2007 [13], semble donc être liée à la résolution de la sonde utilisée. Notons cependant que l'existence d'un régime spécifique à faible U_g , mis en avant par Ben Rayana, ne semble pas être présent sur l'ensemble de nos mesures.

Influence d'un changement de forme de vague avec U_g Dans le modèle de Hong-Varga, la déstabilisation transverse des vagues est liée à l'accélération des vagues de l'instabilité de cisaillement. Cette accélération se résume au rapport entre les forces aérodynamiques et la masse de chaque vague.

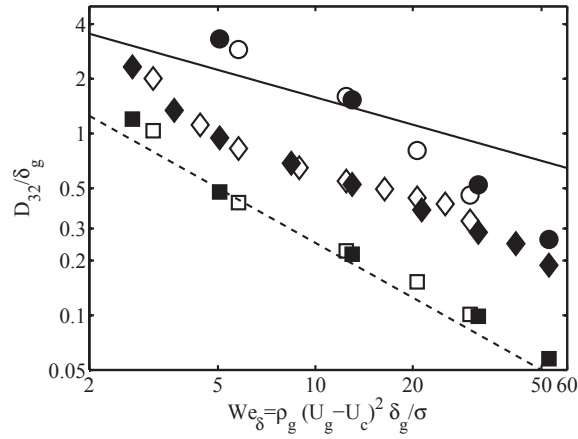


FIGURE 7.56 – Comparaison de l'adimensionnement par δ_g mesuré, motifs pleins, et $\delta_g = 6H_g/\sqrt{Re}$ théorique, motif creux, pour $M \approx 16$. \diamond , série de référence Ben Rayana, \circ : série $S1$ et \square : série $S2$. Ligne continue : $We^{-1/2}$, ligne discontinue : We^{-1} .

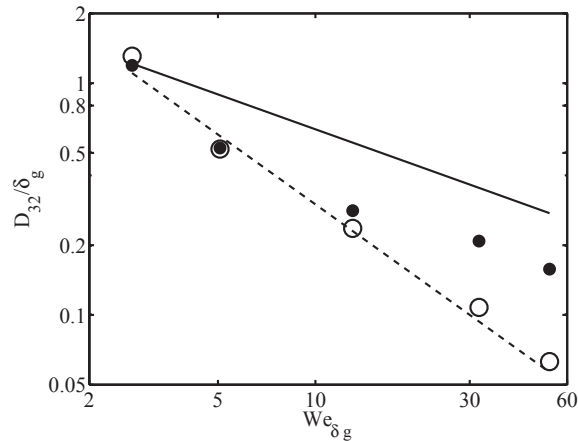


FIGURE 7.57 – Etude de la dépendance entre D/δ et We_δ pour une variation de la longueur de coupure de sonde. \circ : $Ls(10 - 60) = 12 \mu m$, \bullet : $Ls(10 - 60) = 30 \mu m$. Ligne continue : $We^{-1/2}$, ligne discontinue : We^{-1} . δ_g est mesuré.

Les forces aérodynamiques augmentent avec la surface projetée des vagues et la masse dépend de la forme des ondes de l'instabilité de cisaillement. Dans ce modèle, deux paramètres sont liés à la forme des vagues et déterminent le D_{10} : α_c et C_d .

- Le paramètre α_c est le rapport entre λ_L et la largeur de la base des vagues longitudinales, il s'agit bien d'un paramètre de forme. α_c sert à estimer le volume des vagues accélérées. Les mesures de Hong montrent que ce paramètre est constant proche de 0,1. La visualisation de la forme des vagues est possible à l'aide de la méthode LIF, mais reste complexe pour les grandes vitesses gaz. Cette méthode ne permet pas de visualiser la forme clairement derrière le front de vague puisque la ligne optique est déformée par l'indice de l'eau. Nous pouvons seulement constater sur les vidéographies que les vagues semblent avoir une forme plus sinusoïdale à faible U_g qu'à fort U_g . L'intervalle entre chaque vague est plus creusé à fort U_g . Une étude plus poussée de la morphologie des vagues est nécessaire, mais si α_c diminue avec U_g alors la tendance du modèle Hong-Varga $D_{10}/\delta = f(We_\delta^{-n})$ s'infléchit vers des n plus grand.
- Un autre paramètre qui peut modifier l'accélération des vagues est le coefficient de traînée C_d . Nous posons comme hypothèse que l'inclinaison de la face avant des vagues augmente avec U_g , ce qui justifie une augmentation de C_d avec U_g . Dans la littérature associée aux études océanographiques, il est établi que le coefficient de traînée C_{DN} lié à une surface liquide dépend de la vitesse du vent qui souffle au-dessus. Dans le cas de ces études, ce coefficient de traînée est représentatif de la résistance de la surface océanique aux mouvements atmosphériques. Garratt 1977 [52] donne une relation simple entre ce C_{DN} et la vitesse du vent U_{wind} : $C_{DN}(10).10^3 = 0.75 + 0.067.U_{wind}$. Nous ne pouvons faire avec cette formulation qu'une analogie simple puisque les échelles de taille et de temps de ce modèle sont totalement différentes du notre. L'analogie retient seulement que C_d peut être proportionnel à U_g bien que cela reste contre intuitif. Dans notre cas, l'inclinaison de la surface projetée au gaz avant la déstabilisation et l'atomisation sont les paramètres qui peuvent faire varier C_d . Si cet angle dépend de U_g alors C_d est aussi dépendant de U_g .

Pour tester l'hypothèse d'une variation linéaire de Cd avec U_g nous reprenons la figure 7.52 en modifiant le modèle Hong-Varga prédictif du D_{10} . Dans le calcul de l'accélération a , le coefficient Cd devient dépendant de U_g : $Cd = 0,05U_g$. Le rapport de proportionnalité 0,05 est choisi de manière arbitraire pour retrouver un ordre de grandeur de D_{10} en accord avec le modèle théorique original. La figure 7.58 présente ce modèle modifié. Pour les deux valeurs de U_l testées, nous trouvons une décroissance de D_{10}/δ avec We_δ plus forte que sur la figure 7.52. Le motif + de $U_l = 0,1$ m/s, change de pente pour se rapprocher d'une pente proche de We_δ^{-1} . Le résultat est moins visible pour le motif o reste proche d'une pente en $We_\delta^{-1/2}$.

- L'accélération est prise en compte dans le modèle uniquement dans le sens de l'écoulement. Or, le taux de croissance des vagues est très fort, et visiblement proportionnel à U_g^2 , ce qui met en avant que l'accélération radiale n'est pas négligeable. En considérant que l'accélération radiale est proportionnelle à l'accélération longitudinale via le taux de croissance, nous en déduisons que l'accélération totale peut être réévaluée vers une dépendance plus forte à U_g . Cette différence d'accélération peut être à l'origine d'une inclinaison de vague plus importante et plus dépendante à U_g . Nous testons cette hypothèse sous la forme de $Cd = f(U_g^2)$ sur la figure 7.58. Le motif \times correspond à $U_l = 0,1$ m/s et le motif \square correspond à $U_l = 1,6$ m/s. Le tableau 7.6 donne les puissances n de la dépendance $D_{10}/\delta \propto We_\delta^n$ en fonction des hypothèses posées sur C_d . Ce tableau montre que si nous posons C_d proportionnel au carré de U_g alors nous obtenons des décroissances de D_{10}/δ en We_δ^{-1} identiques aux mesures.

Nous concluons que les différentes hypothèses que nous venons de voir, dans le modèle Hong-Varga, peuvent influencer sur la décroissance de D_{10}/δ en puissance de We . Celle-ci peut être comprise entre $n = -1 < We_\delta^n < n = -1/2$.

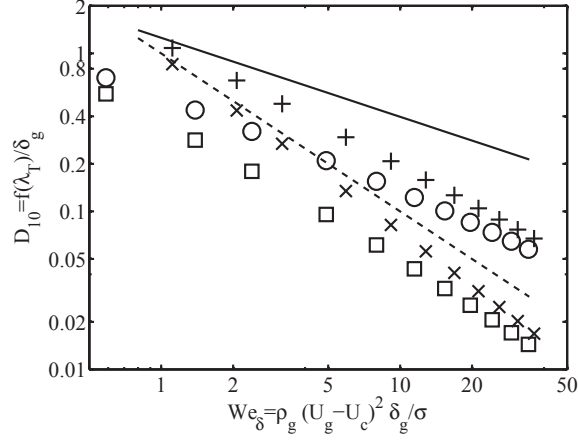


FIGURE 7.58 – Etude de la dépendance entre D/δ et We_δ avec $Cd = f(Ug^n)$. + : $n = 1/U_l = 0,1 \text{ m/s}$, \circ : $n = 1/U_l = 1,6 \text{ m/s}$, \times : $n = 2/U_l = 0,1 \text{ m/s}$, \square : $n = 2/U_l = 1,6 \text{ m/s}$. Ligne continue : pente en $We^{-1/2}$, ligne discontinue : pente en We^{-1} . $\delta_g = 6H_g/\sqrt{Re}$.

U_l	0,1 m/s	1,6 m/s
$C_d \propto U_g^1$	-0,7	-0,6
$C_d \propto U_g^2$	-1,12	-0,9

TABLE 7.6 – Tableau des valeurs de n de la dépendance $D_{10}/\delta \propto We_\delta^n$ en fonction des hypothèses posées sur C_d .

Conclusion sur l'influence de M

Nous venons d'étudier le diamètre moyen D_{32} des gouttes du spray pour plusieurs valeurs de M dans le cas des films épais à $H_l = 6 \text{ mm}$ avec $20 \text{ m/s} < U_g < 90 \text{ m/s}$. Nous utilisons une sonde de longueur sensible $Ls(10 - 60) = 12 \mu\text{m}$:

- A la position de mesure standard, $x = L_{dard}$ et $z = H_l$, nous avons une décroissance de D_{32}/δ_g en We_δ^{-1} pour $M > 2$. La proximité du film liquide résultant à $H_l = 6 \text{ mm}$ augmente les valeurs de D_{32} notamment à $M < 2$, malgré les filtres appliqués aux grandes inclusions.
- A la position de mesure décalée, $x = 1.5L_{dard}$ et $z = 1.5H_l$, nous retrouvons les mêmes décroissances pour toutes les valeurs de M
- La diminution de la longueur de coupure de sonde par rapport aux précédentes études peut être à l'origine des écarts de tendances avec We_δ .
- Si nous considérons que le coefficient de traînée dans le modèle Hong-Varga change avec U_g , ce modèle prédit correctement les tendances mesurées en We^{-1} .

Pour comprendre plus en détail les différences entre nos mesures et celles des précédents auteurs, il serait nécessaire de mesurer λ_T , pour tous les points de fonctionnement étudiés, afin de caractériser α_d et α_c dans notre configuration.

Nous contrôlons à présent si ce modèle est toujours correct dans le cas des films minces lorsque H_l tend vers quelques mm .

7.7.3 Test du modèle Hong-Varga pour H_l variable

Au premier abord, pour vérifier l'influence de H_l sur D_{32} nous pouvons utiliser les mêmes points de fonctionnement et mêmes positions que pour l'étude de M . Nous venons de voir qu'entre une épaisseur $H_l = 6 \text{ mm}$ et $H_l = 10 \text{ mm}$ des différences notables apparaissent dans les valeurs absolues de D_{32} . Lorsque H_l va tendre vers $0,5 \text{ mm}$, ces problèmes de mesures vont devenir importants. De plus, au plus faible H_l la position relative au dard liquide n'a plus de sens puisque celui-ci peut

devenir inexistant à certains points de fonctionnement. Nous utilisons donc le positionnement relatif à la géométrie de l'injecteur décrit à la section 7.4.

Diamètre de Sauter D_{32} sur des positions de mesures relatives à l'injecteur

Nous présentons directement sur les figures 7.59 les résultats sous leur forme adimensionnée soit D_{32}/δ_g en fonction de We_δ . La colonne de gauche correspond à $U_l = 0,3 \text{ m/s}$ et celle de droite $U_l = 1 \text{ m/s}$. De bas en haut les lignes correspondent respectivement aux positions de mesure $N^\circ 1$, $N^\circ 2$ et $N^\circ 3$. La position $N^\circ 1$ est à $z = 6.H_g$ et les positions $N^\circ 2$ et $N^\circ 3$ à $z = 9.H_g$. D'un point de vue global, et malgré le changement de position de mesure, nous retrouvons dans toutes les séries étudiées une décroissance de D_{32} avec une augmentation de U_g . En moyenne les D_{32} mesurés à $U_l = 0,3 \text{ m/s}$ sont plus faibles qu'à $U_l = 1 \text{ m/s}$. Aux positions de mesure $N^\circ 1$ et 2, le rapport des D_{32} entre les deux U_l vaut en moyenne 3,5. Sur la position décalée verticalement ce même rapport varie entre 4 et 6.

Comme pour les précédentes mesures sur l'étude de M , nous retrouvons un exposant n du We^n toujours compris entre $-1/2$ et -1 . Cette décroissance est bien monotone bien que certains points à $We_{\delta g} = 5,5$ (soit $U_g = 30 \text{ m/s}$) contredisent cette tendance. Ces derniers points correspondent à des statistiques mal convergées. Pour chaque série à H_l fixe prise indépendamment, la puissance directrice n'est pas forcément la même et un écart de comportement apparaît entre $U_l = 0,3 \text{ m/s}$ et $U_l = 1 \text{ m/s}$. Pour $U_l = 0,3 \text{ m/s}$ et aux positions de mesure $N^\circ 1$ et 2 l'ensemble des séries est globalement très regroupé notamment aux forts Weber (fort U_g). Par exemple pour $U_g > 30 \text{ m/s}$ les écarts relatifs entre séries ne dépassent pas 30%.

Cette situation est différente lorsque U_l augmente jusqu'à 1 m/s . Les séries sont beaucoup plus dispersées entre elles en fonction du H_l initial. En moyenne le rapport des D_{32} entre le H_l le plus grand et le H_l le plus petit est de 0,5. Plus H_l augmente et plus D_{32} augmente. Les tendances de chaque série sont aussi modifiées par H_l . Plus H_l diminue et plus la puissance directrice diminue. Elle est proche de $-1/2$ pour $H_l = 10 \text{ mm}$ alors qu'elle se rapproche de -1 pour $H_l = 0,5 \text{ mm}$. Pour conclure nous avons un diamètre moyen qui est peu sensible à H_l lorsque U_l est faible alors qu'il devient très sensible à H_l pour les grands U_l .

Différence de valeur entre les deux vitesses liquides

La différence de diamètre en moyenne entre les deux vitesses liquides peut s'expliquer par la position de la sonde par rapport au liquide. Dans le cas de $U_l = 0,3 \text{ m/s}$ nous sommes dans une zone de fort M ($M > 10$) qui garantit que les positions $N^\circ 1$ et 2 soient en aval de L_{dard} . A $U_l = 1 \text{ m/s}$, M passe d'une valeur inférieure à 1 à plus de 6 entre $U_g = 30 \text{ m/s}$ et $U_g = 80 \text{ m/s}$. Pour cette plage de M , L_{dard} augmente énormément comme nous l'avons vu figure 6.4. La sonde est donc dans ce cas positionnée en amont de L_{dard} ou très proche de celui-ci. Cette différence de position relative augmente la présence de grosses vagues ou de ligaments pour les positions $N^\circ 1$ et 2. Cependant, ces grands événements ne justifient pas à eux seul l'augmentation de D_{32} avec H_l puisque nous retrouvons ce phénomène à la position $N^\circ 3$.

Pour trouver une explication, nous devons dans un premier temps considérer qu'à $U_l = 0,3 \text{ m/s}$ et pour l'ensemble des vitesses gaz, l'atomisation secondaire est pleinement efficace aux trois positions de mesure. Les mesures de la figure 7.66 de la section suivante 7.8 confirment que le flux numérique diminue en moyenne entre les positions de mesure $N^\circ 1$ et $N^\circ 2$. La diminution de valeur moyenne de J_l entre les deux positions de mesures relatives aux dards liquide, figure 7.61(a) et 7.61(b), confirment que l'arrachage primaire diminue avec la distance aval de l'injecteur au delà de $z = L_{dard}$.

La distance depuis l'injecteur à laquelle l'atomisation primaire prend fin dépend donc de M et de U_l . La différence de D_{32} entre les deux vitesses liquides $U_l = 0,3 \text{ m/s}$ et $U_l = 1 \text{ m/s}$ tient donc de la différence de proximité avec la limite d'atomisation primaire. Pour $U_l = 1 \text{ m/s}$, les grosses gouttes de l'atomisation primaire alimentent plus tardivement le spray qu'à $U_l = 0,3 \text{ m/s}$ ce qui fait augmenter D_{32} .

Nous trouvons aussi une explication possible par rapport au modèle Hong-Varga et la déstabilisation

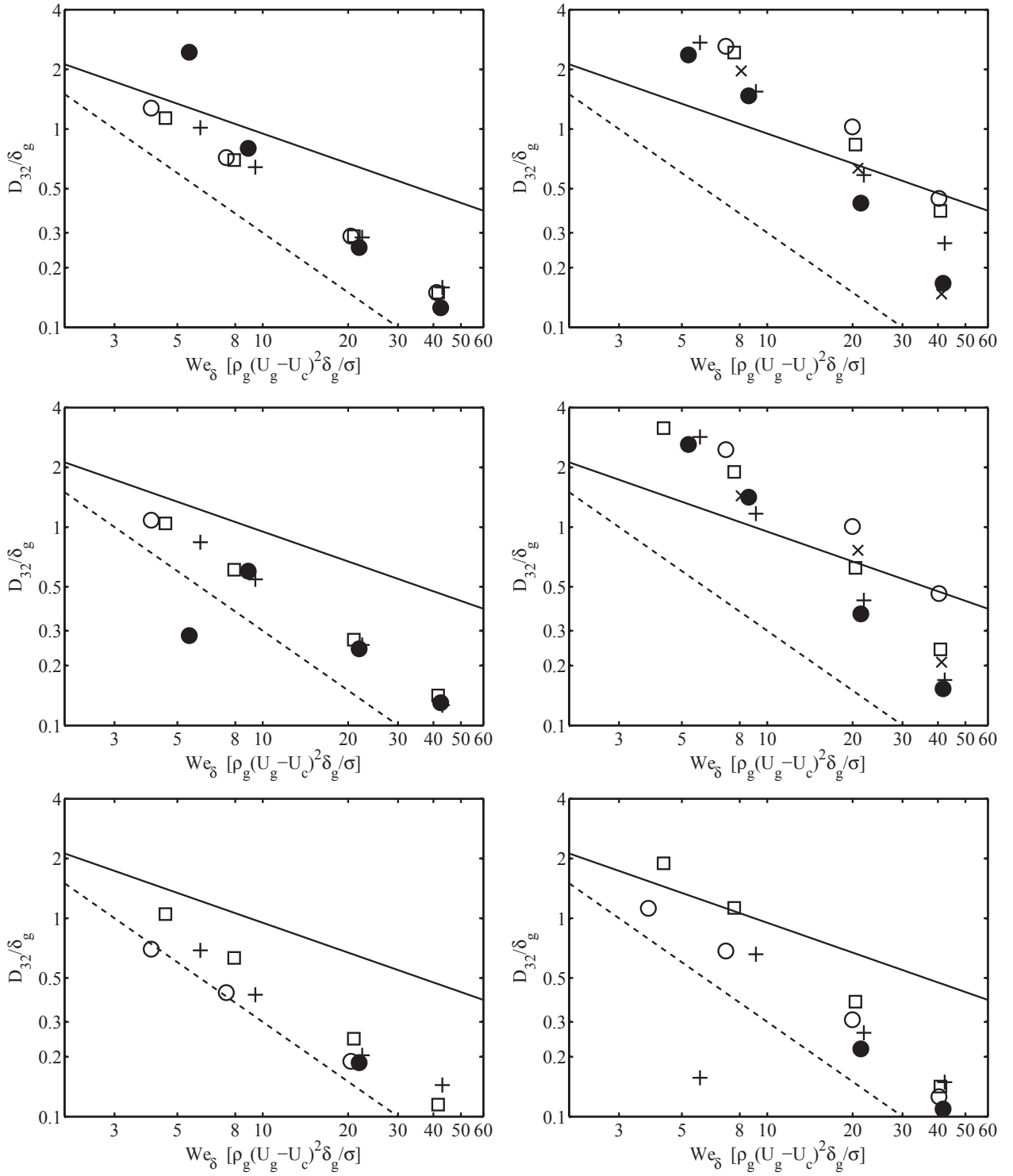


FIGURE 7.59 – D_{32}/δ en fonction de We_δ pour les trois positions de sonde (de haut en bas pos1 \rightarrow $x = 6.H_g, z = H_l + 1$, pos2 \rightarrow $x = 9.H_g, z = H_l + 1$ et pos3 \rightarrow $x = 9.H_g, z = H_l + 5$) et en série de H_l . Graphiques de gauche : $U_l = 0,3$ m/s et graphiques de droite $U_l = 1$ m/s. \times : $H_l = 0.5$ mm, \bullet : $H_l = 1$ mm, $+$: $H_l = 2$ mm, \square : $H_l = 5$ mm, \circ : $H_l = 10$ mm. δ_g évalué à partir des données expérimentales et 98% des grands événements sont filtrés.

transversale. La longueur d'onde transverse dépend de l'accélération des crêtes de vague et de la tension de surface du liquide. Nous avons vu dans le paragraphe 7.7.2 que ce modèle repose sur l'accélération des vagues estimée par un rapport entre la surface projetée de la vague et sa masse :

$$a = \frac{F_{aero}}{m_c} = \frac{\frac{1}{2}C_d\rho_g(U_g - U_c)^2 A_c}{\rho_l A_c \alpha_c \lambda_L}$$

En faisant varier les paramètres de forme des vagues, soit $b = \alpha_c \lambda_L$ et Cd , nous pouvons infléchir la tendance de D_{32}/δ en fonction de We . Cette déformation des vagues peut être différente lorsque H_l diminue. Nous considérons ici que $Cd.A_c$ dépend du taux de croissance k_i alors que la largeur de la base des vagues b dépend de la longueur d'onde longitudinale λ_L . Les graphiques 4.19 montrent que, pour des conditions fixes en U_l et U_g , soit U_c fixe, la fréquence de l'instabilité longitudinale f_{mes} augmente avec H_l ce qui signifie que λ_L diminue avec H_l .

En revanche la figure 4.23 de gauche montre une progression de k_i entre $H_l = 10 \text{ mm}$ et $H_l = 1 \text{ mm}$ pour chaque U_g . Le sens de l'évolution de k_i diffère suivant la vitesse gaz. A $U_g = 30 \text{ m/s}$, nous avons une baisse de k_i alors que nous avons une augmentation à $U_g = 80 \text{ m/s}$. Si la forme des vagues au travers du rapport entre les coefficients Cd et b est vue comme un rapport entre k_i et λ_L , alors l'accélération a dépend aussi de H_l . Cette proposition pourrait expliquer les différentes tendances $D_{32}/\delta_g = f(We^{-n})$ en fonction de H_l . Pour tester cette proposition, comme pour la section précédente, une mesure de λ_T est nécessaire pour évaluer α_d et α_c .

7.7.4 Conclusion sur la granulométrie du spray

L'étude de la granulométrie du spray au travers du diamètre de Sauter a mis en avant que :

- Lorsque la sonde est positionnée relativement à la longueur liquide intacte L_{dard} , et si nous diminuons H_l , la sonde se rapproche de la semelle et de l'interface liquide-gaz. Cette proximité augmente la quantité de grands événements enregistrés, ligaments et vagues, ce qui augmente le D_{32} . Nous trouvons donc des D_{32} plus grands à $H_l = 6 \text{ mm}$ qu'à $H_l = 10 \text{ mm}$ notamment pour les plus faibles U_g où l'épaisseur de film liquide résultant n'est pas négligeable.
- Sur les deux positions de mesure relatives à la structure du jet, $x = L_{dard}$ et $x = 1.5L_{dard}$, nous observons une décroissance de D_{32} avec We_δ selon une pente en puissance comprise entre -1 et $-1/2$. Ces pentes confirment le modèle de production de goutte par cascade d'instabilité avec une longueur d'onde transverse issue du modèle Hong-Varga.
- Sur ces mêmes positions de mesure, le rapport des pressions dynamiques ne change rien sur D_{32} en terme de valeur absolue ou de tendance avec We_δ jusqu'à une valeur de $M = 2$. Au delà de cette valeur, les vitesses liquides deviennent importantes et la pente de D_{32} diminue.
- Aux positions fixes par rapport à l'injecteur, la décroissance $D_{32} \propto We_\delta^{-1 < n < -1/2}$ est toujours valide même si des évolutions fines de pente sont observées à $U_l = 1 \text{ m/s}$.
- Pour $U_l = 0,3 \text{ m/s}$ la variation de H_l entre 10 et 0,5 mm n'affecte pas la valeur de D_{32}
- Pour $U_l = 1 \text{ m/s}$, D_{32} augmente avec H_l . En outre, plus H_l diminue et plus la puissance directrice n diminue.

La connaissance de D_{32} en fonction des conditions d'injection et de la géométrie de l'injecteur n'est pas suffisante seule pour initialiser des simulations numériques. Dans la section suivante, nous complétons nos connaissances du spray de goutte en mesurant le flux volumique.

7.8 Etude de l'influence de M et H_l sur le flux de goutte

Dans la section précédente nous avons testé la validité du modèle Hong-Varga pour la prédiction du diamètre moyen de goutte. Nous nous intéressons ici aux données concernant le flux numérique et volumique de gouttes. Le flux volumique est une donnée directement obtenue avec le taux de vide α et la vitesse phasique des gouttes $\overline{V_{PL}}$: $J_L = \alpha \overline{V_{PL}}$. Dans le cas d'une décorrélation entre vitesse et taille des gouttes, la vitesse de phase $\overline{V_{PL}}$ s'avère très proche de la moyenne arithmétique de la distribution de vitesse \overline{V} comme nous l'avons vu dans la section 7.1.2. Cette donnée ne nécessite pas

le passage par les distributions de diamètre.

Dans l'annexe D nous avons contrôlé la fiabilité de cette mesure en la comparant à une méthode de prélèvement. La sonde donne un flux volumique local avec une incertitude de 10 %. Une expérience similaire de Hong sur le banc d'atomisation plan donne un écart relatif entre prélèvement et sonde identique. Nous commençons par contrôler la vitesse moyenne des gouttes avant de mesurer le flux numérique. Nous regardons ensuite l'évolution du flux volumique en fonction de M et du flux numérique en fonction de H_l suivant les mêmes conditions de mesures que dans la section précédente.

7.8.1 Contrôle de la vitesse moyenne des gouttes \bar{V}

La première étape de mesure de flux volumique est de vérifier s'il y a une évolution des vitesses moyennes de gouttes par rapport aux mesures de référence de Hong 2003 à $M = 16$ exposées section 7.1.2. Dans notre étude, nous utilisons l'hypothèse d'une distribution de vitesse décorrélée des tailles de gouttes, \bar{V} . Nous regardons figure 7.60(a) le rapport \bar{V}/U_g en fonction de U_g pour les séries de mesure $S1$ et $S2_{dec}$ positionnées relativement au dard liquide. Un M constant correspond à chaque motif. Le positionnement de la sonde de la série $S1$ est identique au positionnement utilisé par Hong, mais avec les problèmes de L_{dard} théorique trop court pour $H_l = 6 \text{ mm}$.

Sur cette figure, les données sont très dispersées entre une valeur du rapport \bar{V}/U_g compris entre 0,05

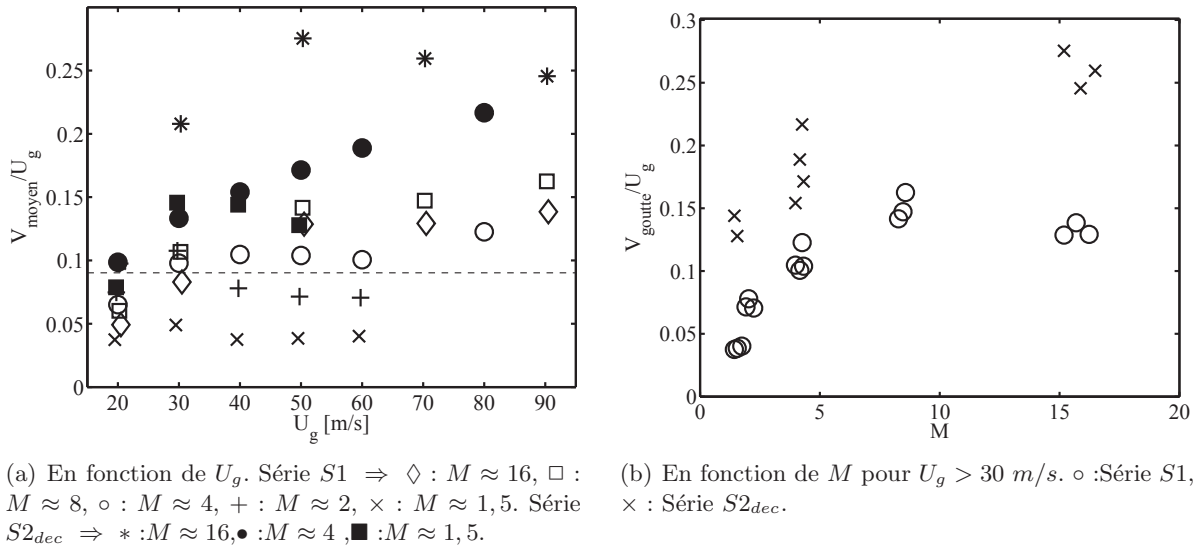


FIGURE 7.60 – Rapport entre vitesse moyenne des gouttes \bar{V} et U_g en fonction de U_g et M . Ligne discontinue : moyenne de $S1$. $H_l = 6 \text{ mm}$, série $S1$ et $S2_{dec}$

et 0,25. Il est tout d'abord important de différencier les deux séries de mesure $S1$, motifs creux, et $S2_{dec}$, motifs pleins. Sur $S1$ nous retrouvons une valeur moyenne proche de celle de Hong à $M = 16$. La ligne discontinue à 0,08 représente cette moyenne. Pour $U_g > 30 \text{ m/s}$ et à M fixé, les vitesses atteignent toutes un palier. Pour $U_g < 30 \text{ m/s}$ la vitesse des gouttes devient plus faible et la vitesse des gouttes semble plus sensible à la vitesse gaz indépendamment de la série étudiée. Nous retombons sur le constat d'un régime particulier à $U_g < 30 \text{ m/s}$ mis en avant par Hong.

En regardant maintenant la série $S2_{dec}$ positionnée plus en aval de l'écoulement, nous constatons que la valeur moyenne du rapport \bar{V}/U_g augmente jusqu'à 0,17. Ce changement met bien en évidence l'accélération des gouttes par le gaz. Contrairement à $S1$, le palier de vitesse n'est pas forcément atteint pour les grands U_g .

Les données semblent s'ordonner en fonction de M . Pour contrôler cet effet, nous traçons les mêmes points mais en fonction de M en excluant ceux à $U_g < 30 \text{ m/s}$, figure 7.60(b). Il apparaît clairement que le rapport \bar{V}/U_g augmente avec M pour les deux positions de mesure.

A U_g donné, lorsque M diminue, U_l augmente. Intuitivement nous pouvons penser que si U_l augmente,

les gouttes ont une vitesse de départ plus grande lors de leur arrachement. Cette vitesse initiale plus grande devrait donner des \bar{V}/U_g qui augmentent avec M . La figure 7.60(b) nous montre le contraire. En réalité les rapports U_g/U_l que nous étudions sont grands et la vitesse initiale des gouttes est pilotée par l'accélération des vagues et donc en grande partie par U_g . D'après Hong, le rapport entre vitesse des gouttes et vitesse du gaz évolue en fonction du diamètre des gouttes. Pour une position de mesure fixe et pour une vitesse gaz donnée, si le diamètre des gouttes est augmenté légèrement, alors leur vitesse baisse fortement en proportion. Dans la section précédente, nous avons noté de légères variations du D_{32} lorsque M diminue notamment pour $M < 2$. Ces variations de D_{32} se retrouvent ici avec M au niveau de la vitesse. Pour $M < 2$, là où la granulométrie augmente, les écarts de vitesses \bar{V}/U_g deviennent donc importants. Nous devons donc nous attendre dans la section suivante à un effet de M sur le flux de gouttes.

7.8.2 Etude de la sensibilité du flux volumique lorsque M est varié

Nous regardons à présent le flux volumique de goutte mesuré dans les mêmes conditions que l'étude granulométrique de la section 7.7.2 et du contrôle de vitesse précédent.

Rappel du modèle d'entraînement turbulent

Le modèle d'entraînement turbulent développé dans la section 6.1 est utilisé ici pour évaluer J_L . Dans ce modèle J_L remplace la vitesse d'entraînement U_e définie équation 6.2.

$$J_L = U_e = C^{1/2} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{1/2} (\alpha(U_g - U_l)) \quad (7.43)$$

Nous rappelons ici que dans le cas monophasique α vaut 0,17 et détermine le niveau de turbulence de la phase rapide et le coefficient d'entraînement C vaut 0,25.

Mesures de J_L

Nous regardons l'influence de J_L lorsque M est progressivement diminué. Les figures 7.61(a) et 7.61(b) donnent J_L en fonction de U_g pour plusieurs valeurs de M , pour la série $S1$ à gauche et la série $S2_{dec}$ à droite. Le motif \blacklozenge représente les données de référence à $M = 16$ de Ben Rayana 2007 pour $H_g = 10 \text{ mm}$. Les barres d'erreur, qui se confondent avec la hauteur des motifs, représentent l'incertitude de mesure du flux à 10 %. Toutes les gouttes sont prises en compte dans la mesure de J_L . Les lignes continues représentent la dépendance de J_L avec U_g de la forme $J_L = \text{Pref}_{J_L} U_g$. Nous regardons plus en détail ce modèle dans une sous section ultérieure.

A la position de mesure standard, série $S1$, les flux mesurés sont largement plus grands que pour la série de référence \blacklozenge : $M = 16$ de Ben Rayana. Seule la hauteur liquide H_l et la sonde utilisée sont différentes entre les deux expérimentations. Les données sont dispersées avec des flux pouvant varier du simple au double pour une même valeur de U_g . Le motif \diamond : $M = 16$ montre clairement que H_l est déterminant dans la mesure du flux puisque pour des vitesses liquides égales au motif \blacklozenge nous mesurons des écarts de flux de plus de 60%.

Nous avons vu dans la section précédente sur la figure 7.53 que les cordes moyennes augmentent à cause des grandes gouttes. Nous retrouvons ici cette augmentation liée à la localisation de sonde à $H_l = 6 \text{ mm}$ sur la configuration $N^\circ 2$. Les grands événements ont tendance à maximiser le flux de la même manière que pour le C_{10} (cf figure 7.29).

Chacune des séries a un maximum qui se situe après $U_g = 30 \text{ m/s}$. Ce maximum augmente pour chaque M mesuré. En prenant indépendamment chaque motif, nous remarquons que J_L semble stagner lorsque U_g est supérieur à 50 m/s . Au delà de cette limite l'augmentation de la vitesse gaz ne permet pas de produire davantage de flux. Cet effet est au premier abord lié à l'épaisseur liquide $H_l = 6 \text{ mm}$ puisque dans la série de référence de Ben Rayana 2007 il n'y a pas de stagnation.

A la position de mesure décalée, série $S2_{dec}$ figure 7.61(b), les observations sont différentes. Les résultats paraissent surprenants puisque nous avons une décroissance du flux à $M = 16$ alors que

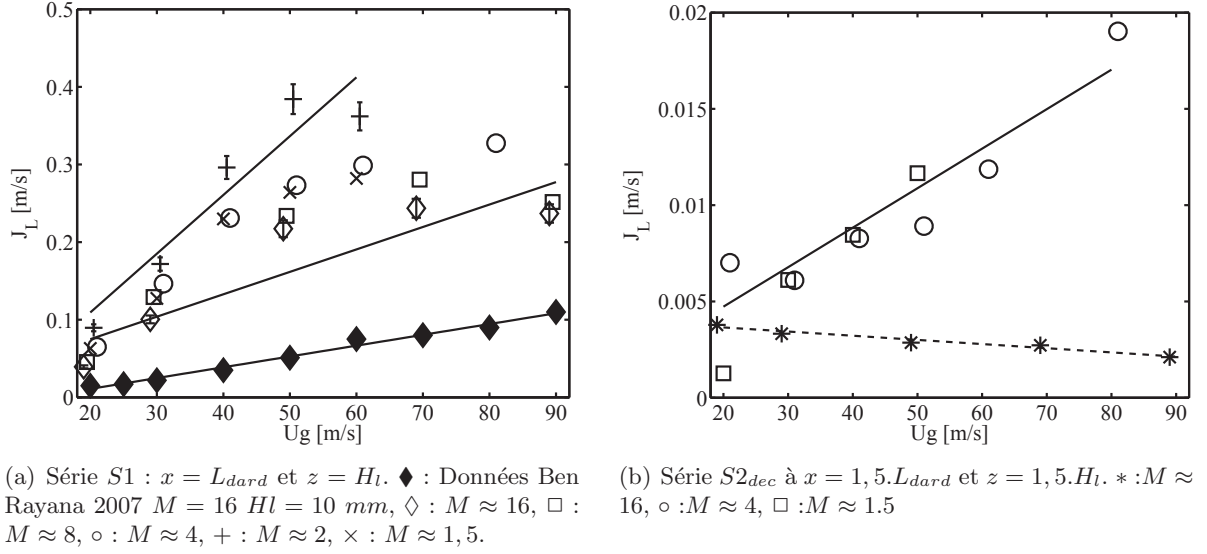


FIGURE 7.61 – Flux volumique de goutte J_L en fonction de la vitesse gaz U_g pour des séries en M fixe. Configuration expérimentale $N^\circ 2$ avec $H_l = 6$ mm.

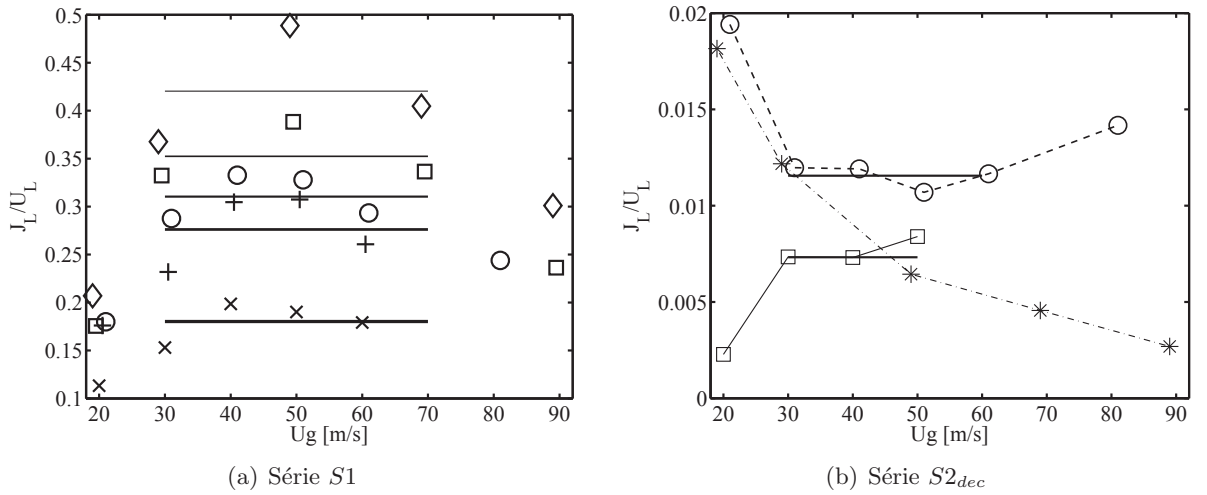


FIGURE 7.62 – J_L adimensionné par la vitesse liquide U_l en fonction de la vitesse gaz U_g pour des séries en M fixe. Même configuration et légende que les figures 7.61(a) et 7.61(b).

pour les deux autres M nous avons une croissance sans stagnation à $U_g = 50$ m/s. La valeur du flux mesuré est en moyenne 10 fois inférieure à celle mesurée à la position standard.

Les figures 7.62(a) et 7.62(b) reprennent les mêmes données que les figures 7.61(a) et 7.61(b) avec J_L adimensionné par U_l . Ce rapport entre J_L et U_l montre la part de liquide atomisé à la position de mesure.

Pour les deux positions de mesures, les écarts sont fortement marqués par le M de chaque motif. Pour $S1$, les motifs s'ordonnent par ordre croissant avec M . Les lignes continues représentent la moyenne des J_L/U_L pour 30 m/s $< U_g < 70$ m/s de chaque série. En dessous de 30 m/s nous sommes dans le régime particulier de sous production de goutte observé par Ben Rayana. Au dessus de 70 m/s il est possible que la position de mesure soit trop en aval dans l'écoulement et que, par conséquent, la sonde se rapproche du bord de cône d'éjection des gouttes, faisant ainsi chuter le flux. Les motifs sont relativement regroupés autour des valeurs moyennes ce qui montre que nous atteignons bien une valeur plateau. Plus M augmente et plus la part de liquide atomisé est grande. // Pour $S2$, il y a une tendance différente pour chaque M . Les flux sont proches pour $30 < U_g < 50$ m/s. Le rapport J_L/U_l vaut en moyenne 0.01, ce qui signifie que sur la position décalée nous n'observons plus que 1% de

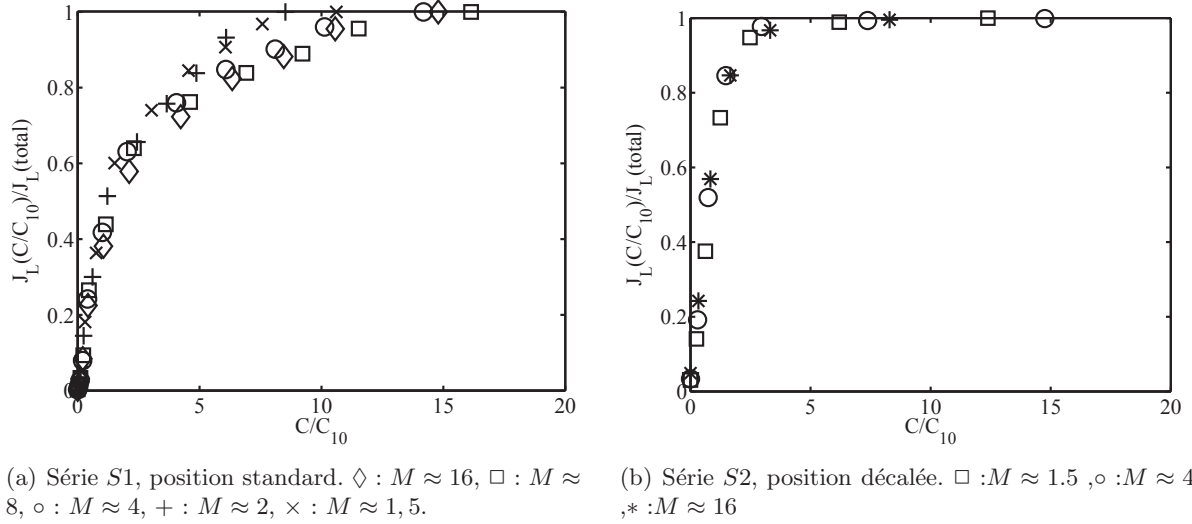


FIGURE 7.63 – Proportion du flux cumulé par classe de taille de goutte par rapport au flux total en fonction de C/C_{10} pour plusieurs M à une vitesse gaz $U_g = 50$ m/s.

la part de liquide injecté. Bien que situé à $x = 1.5L_{Dard}$, la dispersion spatiale du volume de fluide injecté semble déjà pleinement effective. Cependant, en traçant de la même manière que pour la série S1 les valeurs moyennes au dessus de $U_g = 30$ m/s, lignes continues, nous remarquons que pour les séries $M = 1.5$ et $M = 4$, une valeur plateau est atteinte.

Effet des grands évènements sur J_L

Nous cherchons une explication à l'augmentation de J_L entre les données de référence de Ben Rayana à $H_l = 10$ mm et nos valeurs à $H_l = 6$ mm. Cette augmentation semble liée aux grands évènements. Pour vérifier cette hypothèse nous traçons figure 7.63(a) et 7.63(b) le flux de gouttes en fonction d'une valeur limite en C/C_{10} sur une valeur fixe de $U_g = 50$ m/s. Le flux $J_L(C/C_{10})$ est calculé de la même manière que le flux total de gouttes mais en excluant les cordes supérieures à la limite C/C_{10} . Ce flux est ensuite adimensionné par le flux total. Ainsi nous pouvons visualiser la part croissante de contribution des gouttes des plus petits diamètres vers les plus grands diamètres. A gauche nous avons la position de mesure standard et à droite la position de mesure décalée. La différence apparaît clairement entre les points de mesure. Si nous prenons la limite de $C/C_{10} = 2, 5$ le flux calculé n'atteint que 60% du flux total pour la position standard alors que nous obtenons plus de 90% pour la position décalée. Sur cette dernière, les trois motifs se superposent parfaitement alors que des différences apparaissent clairement entre les M constants lorsque $C/C_{10} > 2, 5$. Cette différence de progression de $J_L(C/C_{10})$ entre les positions montre l'existence d'un phénomène à la position standard qui est absent à la position décalée : l'effet variable des grands évènements. Nous cherchons à déterminer quelle est la population de gouttes qui contribuent le plus au flux total. Sur les figures 7.64(a) et 7.64(b) nous traçons les distributions de corde pour les points de fonctionnement étudiés figure 7.63(a) et 7.63(b). Les lignes verticales correspondent au C/C_{10} moyen qui délimitent les zones de 20, 40, 60 et 80% de contribution aux flux total de gouttes. Ces valeurs limites sont obtenues sur les graphiques 7.63(a) et 7.63(b). Les zones de contributions se situent plus vers les grands C/C_{10} pour la position de mesure standard par rapport à la position de mesure décalée. Cela signifie que les grands évènements rares contribuent beaucoup plus à $x = L_{dard}$ et $z = H_l$ qu'à $x = 1.5L_{dard}$ et $z = 1.5H_l$. Si nous regardons en terme d'occurrence, pour la limite à 60% du flux total nous avons $pdf(C/C_{10}) = 0.069$ en moyenne à la position standard alors que nous avons $pdf(C/C_{10}) = 0.51$ à la position décalée, soit une décade de différence. Cette mesure montre quantitativement qu'une grande part du flux est généré par un petit nombre d'évènements rares sur la position standard. Ces évènements sont des ligaments et des vagues liés à la proximité de la nappe liquide comme pour les

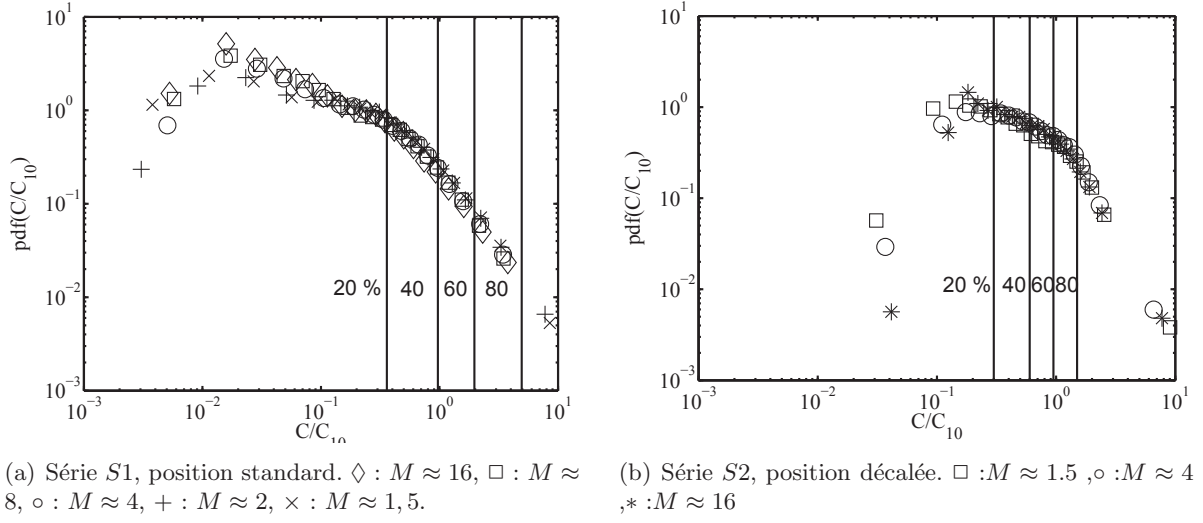


FIGURE 7.64 – Contribution au flux volumique des cordes adimensionnées par leur moyenne à $U_g = 50 \text{ m/s}$ aux deux positions de mesure. Les zones délimitées verticalement représentent la proportion de gouttes qui participent au flux total.

mesures de D_{32} (illustration figure 7.54). Lors de ses mesures à $M = 16$ Ben Rayana n'avait pas ce problème de proximité à $H_l = 10 \text{ mm}$ ce qui justifie la différence de flux mesuré.

Différences de tendance $J_l = f(U_g)$ entre les positions de mesures

Pour comprendre la différence de comportement $J_l = f(U_g)$ entre les séries $S1$ et $S2_{dec}$ nous traçons figure 7.65 les rapports entre fréquence de détection à gauche et flux numérique de goutte ϕ_{num} à droite de chacune des séries. Pour les faibles M les fréquences de détection ainsi que les flux numériques ϕ_{num} sont systématiquement cinq fois inférieurs dans la série $S2_{dec}$. Un maximum est atteint pour U_g compris entre 30 et 50 m/s . Ces différences augmentent grandement avec U_g pour la série à $M = 16$. Du point de vue de la qualité de mesure, nous pouvons conclure que le nombre de gouttes détectées chute pour la série $M = 16$ de $S2_{dec}$ ce qui affecte la convergence de J_L de la même manière que C_{10} comme illustré figure 7.28.

Une fois de plus la position de mesure met en avant les grandes variations spatiales observées par

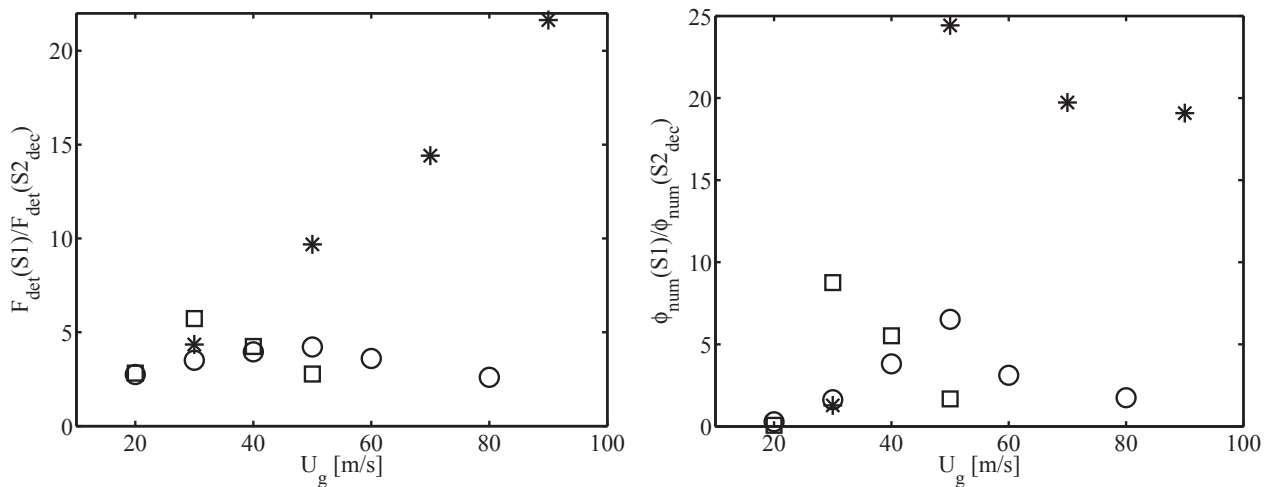


FIGURE 7.65 – Rapport entre les fréquences de détection de la série $S1$ et la série $S2_{dec}$ à gauche et le flux numérique à droite en fonction de U_g . \square : $M \approx 1,5$, \circ : $M \approx 4$, $*$: $M \approx 16$

Hong 2005 [60]. Pour expliquer ce phénomène nous nous rapprochons des mesures d'angles d'éjection de gouttes réalisées par Raynal 1997 [112] qui montrent que l'angle d'éjection a un maximum dans les faibles U_g . Ce maximum dépend aussi de la vitesse liquide donc de M . Plus nous nous éloignons de la phase liquide, plus le flux doit diminuer pour tendre vers 0 à l'infini. Une chute franche de ϕ_{num} doit apparaître lorsque nous sortons du cône d'éjection des gouttes. Avec ces considérations, ϕ_{num} devient une image de l'angle d'éjection des gouttes. Le fait que les flux volumiques de goutte diminuent avec U_g pour $M = 16$ montre que nous sommes dans la limite de cet angle d'éjection lors de la mesure en $S2_{dec}$. Dès que nous sortons de la position de mesure standard, les données deviennent donc difficiles à interpréter.

Au final la comparaison entre la figure 7.61(a) et 7.61(b) permet de déduire qu'il y a un changement de tendance $J_l = f(U_g)$ avec M .

Analyse du coefficient d'entraînement

Nous cherchons à présent à quantifier les différences en fonction de M dans la série $S1$. Sur la figure 7.61(a), les lignes continues représentent la dépendance de J_L avec U_g sous la forme $J_l = \text{Pref}_{J_L} U_g$. Le tableau 7.7 synthétise les valeurs de Pref_{J_L} suivant les différents motifs de la figure 7.61(a).

A l'aide de Pref_{J_L} nous retrouvons le coefficient d'entraînement C pour chacun des motifs. Lorsque

Figure	7.61(a)						6.5(a)	6.5(b)
Motif	◆	◇	□	○	+	×	×	+
M	16	16	8	4	2	1,5	de 5,3 à 85	de 0,48 à 7,68
$H_l[mm]$	10	6	6	6	6	6	5	5
$\text{Pref}_{J_L} = \alpha \sqrt{C \frac{\rho_g}{\rho_l}}$	0,0014	0,0021	0,0022	0,0032	0,0061	0,0047	0,001	0,0032
$\alpha = 0,17$								
$C = f(\text{Pref}_{J_L})$	0,056	0,12	0,13	0,29	1,07	0,63	0,031	0,287

TABLE 7.7 – Valeurs du coefficient d'entraînement C en fonction des préfacteurs Pref_{J_L} . Les Préfacteurs sont évalués sur la figures 7.61(a) ainsi que sur les figures 6.5(a) et 6.5(b) de la section 6.3.1.

$M < 4$ nous trouvons un C inférieur au cas monophasique alors que pour $M > 4$ nous trouvons $C > 0,2$. Si nous isolons la série à $M = 1,5$ qui n'est pas correctement convergée, nous avons une augmentation de C lorsque M diminue.

Dans la section 6.3.1 du chapitre *Structure globale de l'écoulement* nous n'avons pas directement étudié l'effet d'une variation de C avec M puisque nous avons travaillé avec des points de fonctionnement à U_l fixe. Néanmoins nous pouvons utiliser les résultats de cette étude. Les deux colonnes de droite du tableau 7.7 montrent les données pour $H_l = 5 \text{ mm}$ proche de notre configuration. Nous remarquons que pour le cas des forts M , lorsque $U_l = 0,3 \text{ m/s}$ et $5,3 < M < 85$, nous avons $C = 0,031$. Dans le cas des faibles M , lorsque $U_l = 1 \text{ m/s}$ et $0,48 < M < 7,68$, C augmente jusqu'à une valeur de 0,287. Bien que différents, les résultats obtenus par visualisation de la longueur intacte liquide sont donc cohérents avec les présents résultats obtenus en sonde optique.

Nos mesures montrent que C augmente lorsque M diminue, mais la présence de vagues au point de mesure fausse l'analyse. Il n'est pas possible de décorréler dans les distributions de cordes mesurées la distribution des vagues de celle des gouttes. Pour conclure formellement sur l'évolution de C avec M il est nécessaire de faire des mesures à la position $x = L_{Dard}$ mesurée pour des séries à M constant. Cette expérience présente la difficulté de régler la position de sonde pour chacun des points de mesure. De plus, pour les plus faibles M , la proximité de la nappe liquide résultante à faible U_g peut aussi produire des passages de vagues.

7.8.3 Flux numérique de gouttes pour H_l varié et position fixe de sonde

A présent nous regardons l'influence de la hauteur liquide H_l sur le flux numérique de goutte. Pour cela nous exploitons les mesures de la série $S3$ où la position de sonde est fixe par rapport à l'injecteur. Nous choisissons d'étudier le flux numérique de goutte ϕ_{num} pour cette série car les flux volumiques J_L sont plus difficiles à analyser sur les positions fixes de mesures. ϕ_{num} est une quantité moyenne représentative de la fréquence de détection mais corrigée par la distribution des tailles pour tenir compte de la plus forte probabilité de détection des grosses gouttes en un point. Cette grandeur nous permet d'avoir une première approche de la répartition spatiale des gouttes en comparant les trois positions de mesures. La figure 7.66 donne le flux numérique ϕ_{num} en fonction de U_g pour différentes épaisseurs liquides de 0,5 à 10 mm dans la série de mesure $S3$. La colonne de gauche correspond aux données à $U_l = 0,3 \text{ m/s}$ et la colonne de droite à $U_l = 1 \text{ m/s}$.

Pour l'ensemble des conditions d'injection nous constatons trois tendances générales : ϕ_{num} augmente lorsque U_g , H_l ou U_l augmentent. Les flux numériques à $H_l = 0,5 \text{ mm}$ pour $U_l = 0,3 \text{ m/s}$ sont tellement faibles que nous n'avons pas effectué la mesure. En moyenne ϕ_{num} est deux fois plus grand à $U_l = 1 \text{ m/s}$ par rapport à $U_l = 0,3 \text{ m/s}$. Lorsque nous passons de la position $x = 6 \text{ Hg}$ à la position $x = 9 \text{ Hg}$, les flux numériques baissent en moyenne : à $H_l = 10 \text{ mm}$, le flux baisse d'un rapport de 4 et à partir de $H_l = 2 \text{ mm}$ ce rapport est égal à 2.

influence de H_l sur ϕ_{num}

Pour la position de mesure la plus en amont, position $N^\circ 1$, nous traçons figure 7.67 le ϕ_{num} adimensionné par sa valeur à $H_l = 10 \text{ mm}$ en fonction de $H_l/10 \text{ mm}$ pour les deux valeurs de U_l . Ce graphique adimensionné par la valeur la plus grande de H_l montre que le flux numérique chute énormément lorsque H_l est en dessous de 4 mm soit 40% de la valeur de référence $H_l = 10 \text{ mm}$. Cette chute est similaire pour toutes les valeurs de U_g bien que la chute de ϕ_{num} est plus forte pour les faibles U_g . Ce constat est identique, bien que moins marqué pour les autres positions de mesures.

Tendance de ϕ_{num} avec U_g

Les données de Hong 2003 [58] montrent que pour $M = 16$ et $H_l = 10 \text{ mm}$, ϕ_{num} varie avec U_g^5 lorsque U_g est supérieur à 30 m/s. Nous mesurons ces tendances pour la position de mesure $N^\circ 1$ pour un M qui varie globalement entre 5,3 et 85 à $U_l = 0,3 \text{ m/s}$ et entre 0,48 et 7,68 pour $U_l = 1 \text{ m/s}$. Les points inférieurs à $U_g = 30 \text{ m/s}$ sont exclus pour ne pas prendre en compte ce régime particulier. Les résultats sont donnés dans le tableau 7.8.

Nous ne retrouvons pas le $n = 5$ de Hong à $H_l = 10 \text{ mm}$. Nous ne pouvons pas poursuivre plus en

H_l	0,5	1	2	5	10
$n(U_l = 0,3 \text{ m/s})$		3,37	1,97	1,67	0,88
$n(U_l = 1 \text{ m/s})$	4,7	2,93	2,74	1,92	1,99

TABLE 7.8 – Coefficient de la dépendance de ϕ_{num} avec U_g^n en fonction de H_l à la position de mesure fixe $N^\circ 1$

avant les comparaisons étant donné que les mesures de $S3$ sont faites à position variable par rapport à L_{dard} . Nous notons que pour les deux vitesses liquides le coefficient n diminue avec H_l . L'influence de la vitesse gaz sur la production numérique de goutte est donc plus importante à faible H_l .

Pour les autres positions de mesure qui ne sont pas référencées dans le tableau 7.8, ces tendances sont moins marquées puisque les valeurs de ϕ_{num} sont très faibles lorsque U_g est inférieur à 50 m/s. Pour la position $N^\circ 3$ certains points à $H_l = 1$ sont proches de zéro. Du point de vue de la qualité de mesure, nous voyons que la première position de mesure se trouve dans l'angle d'éjection même pour les faibles U_g . La troisième position en revanche semble sortir du cône d'éjection des gouttes

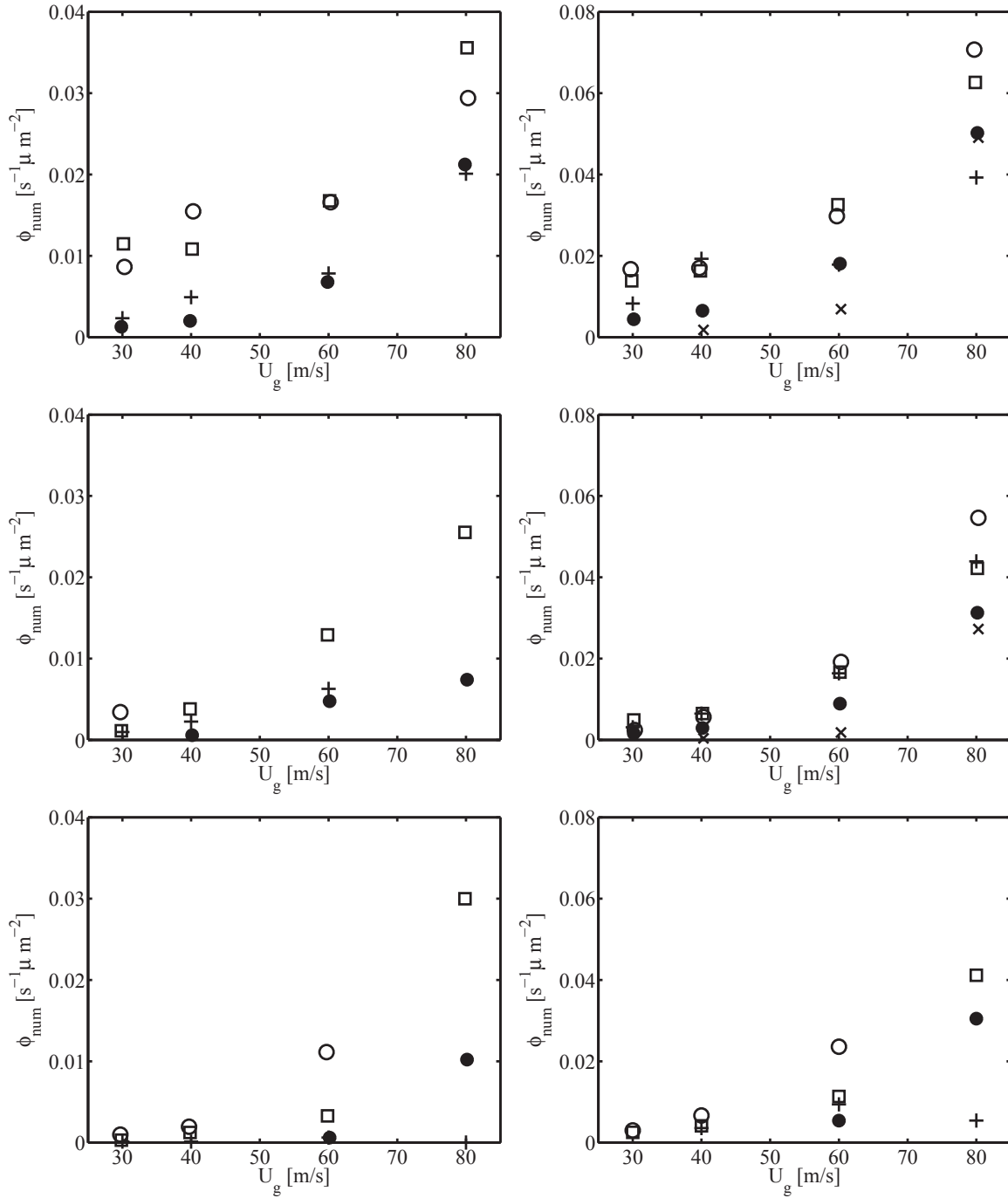


FIGURE 7.66 – Flux numérique ϕ_{num} en fonction de U_g pour les trois positions de sondes (de haut en bas pos1, pos2 et pos3) et en série de H_l . A gauche : $U_l = 0,3 \text{ m/s}$ et à droite $U_l = 1 \text{ m/s}$. \times : $H_l = 0,5$, \bullet : $H_l = 1 \text{ mm}$, $+$: $H_l = 2 \text{ mm}$, \square : $H_l = 5 \text{ mm}$, \circ : $H_l = 10 \text{ mm}$

dans certaines conditions où ϕ_{num} devient nul alors qu'il est largement différent de zéro plus en amont.

La diminution de n avec H_l peut être mise en relation avec la diminution de la fréquence de l'instabilité de cisaillement lorsque H_l augmente à U_g fixe, comme nous l'avons vu en section 4.3 figures 4.19. Si nous considérons que chaque vague atomisée produit un nombre fini de gouttes alors ϕ_{num} doit augmenter en proportion de la fréquence de l'instabilité longitudinale f_{mes} . Lorsque nous traçons ϕ_{num} en fonction de f_{mes} pour toutes les épaisseurs liquides confondues, nous obtenons la figure 7.68.

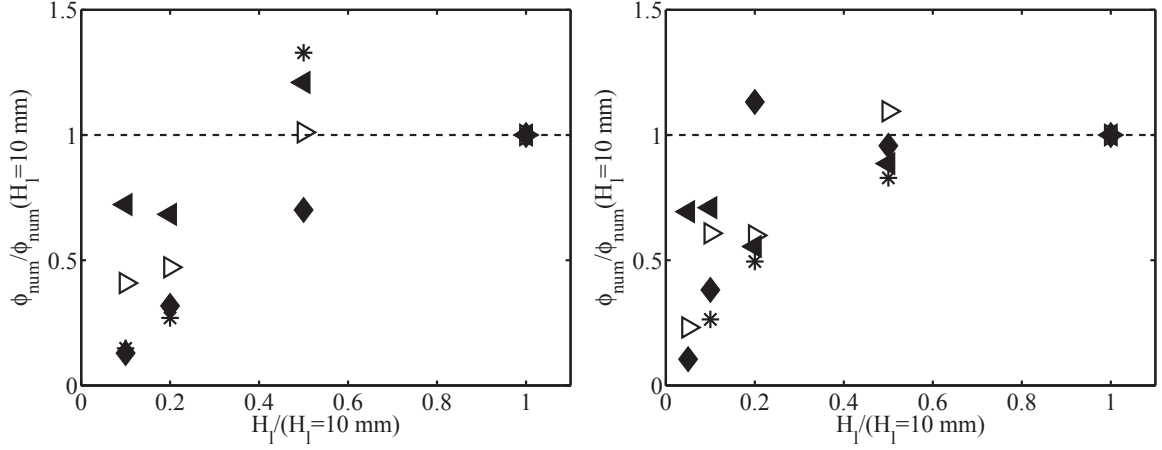


FIGURE 7.67 – Flux numérique ϕ_{num} adimensionné par sa valeur à $H_l = 10\text{ mm}$ en fonction de $H_l/10\text{ mm}$ en série de U_g . Position de sonde $N^\circ 1$. A gauche : $U_l = 0,3\text{ m/s}$ et à droite $U_l = 1\text{ m/s}$. * : $U_g = 30\text{ m/s}$, \blacklozenge : $U_g = 40\text{ m/s}$, \triangleright : $U_g = 60\text{ m/s}$, \blacktriangleleft : $U_g = 80\text{ m/s}$

Les motifs pleins correspondent à $U_l = 1\text{ m/s}$ alors que les motifs creux à $U_l = 0,3\text{ m/s}$. Les

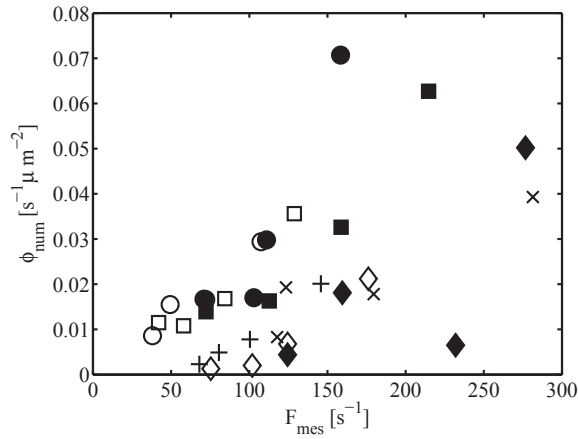


FIGURE 7.68 – Flux numérique ϕ_{num} en fonction de F_{mes} pour la position de sonde $N^\circ 1$ pour tout les points de $S3$. $U_l = 0,3\text{ m/s}$ motif creux : \diamond : $H_l = 1\text{ mm}$, $+$: $H_l = 2\text{ mm}$, \square : $H_l = 5\text{ mm}$, \circ : $H_l = 10\text{ mm}$. $U_l = 1\text{ m/s}$ motifs pleins : \blacklozenge : $H_l = 1\text{ mm}$, \times : $H_l = 2\text{ mm}$, \blacksquare : $H_l = 5\text{ mm}$, \bullet : $H_l = 10\text{ mm}$.

motifs pleins et creux de chaque H_l s'alignent correctement entre eux. Le nuage de point formé par l'ensemble de la série $S3$ ne permet cependant pas de corréler ϕ_{num} avec la fréquence de l'instabilité de cisaillement.

7.9 Conclusions de l'étude de la granulométrie

Dans ce chapitre nous avons étudié les effets de M et de H_l sur la distribution en taille des gouttes, la valeur moyenne des diamètres D_{32} ainsi que le flux volumique. Nous utilisons un système de sonde optique pour mesurer les caractéristiques du spray. Ce système permet une excellente résolution spatiale et donnent des distributions jointes de taille et de vitesse permettant une mesure directe du flux volumique en un point de l'espace. Toute la difficulté de la mesure, une fois les incertitudes liées aux mécanismes de mouillage de sonde connus, consiste à choisir une position de mesure adaptée. Pour étudier l'impact de M nous choisissons une position de mesure relative à la géométrie du jet que nous avons étudiée au chapitre 6, soit au niveau de la plaque de séparation des phases sur z et

au niveau de la longueur liquide intacte L_{dard} sur x . C'est le principe de positionnement adopté par les précédents auteurs à $H_l = 10 \text{ mm}$ et $M = 16$ en posant l'hypothèse que l'atomisation primaire se termine à la fin du dard liquide. Cette position valable dans le cas $H_l = 10 \text{ mm}$ et $M = 16$ pose problème lorsque M et H_l diminuent. La proximité relative du film liquide résultant ainsi que l'allongement de L_{dard} par rapport à la théorie pour les grands U_l font que la sonde capte le passage de vagues ou de ligaments non détachés. Ces grands événements, qui ne font pas partie du spray sont difficiles à filtrer et affectent toutes les caractéristiques mesurées. Ce problème est exacerbé lorsque H_l tend vers $0,5 \text{ mm}$ de telle sorte que nous devons définir des points de mesures fixes par rapport à l'injecteur loin en aval de l'injection. Ce positionnement complexifie l'analyse des résultats.

Nous avons dans un premier temps analysé les distributions de diamètre centrées sur le diamètre moyen. En les superposant pour visualiser les différences entre les points de fonctionnement, nous n'avons pas trouvé d'évolution notable lorsque M évolue entre 2 et 16. Le D_{10} est bien le paramètre qui contrôle la forme des distributions au premier ordre. Sur une position de mesure décalée, bien que les fréquences de détection de gouttes faibles détériorent la qualité des pdf de diamètre nous avons le même constat. Sur ces distributions nous testons trois fonctions théoriques chacune représentatives d'une phénoménologie de production de goutte : une loi gamma, une loi log-normale et une loi exponentielle décroissante. La distribution gamma s'ajuste sur les premières classes des distributions mesurées mais a une décroissance beaucoup trop grande pour les grandes classes. Ce constat montre que le modèle de fragmentation ligamentaire sans distribution des volumes de ligaments initiaux ne suffit pas à expliquer seul les distributions mesurées. En comparaison la fonction log-normale calculée sur les moments de distribution s'aligne correctement pour toutes les tailles de gouttes et permet de bien capturer le maximum des pdf. Appliqué directement sur les diamètres, cette fonction n'est pas représentative de la cascade de fragmentation. Cependant elle montre que la distribution finale que nous observons est le résultat d'interactions entre un grand nombre de phénomènes. Cette complexité est tellement importante que la distribution finale ne peut être déterminée théoriquement et prend la forme d'un phénomène stochastique représenté par la loi log-normale.

Nous étudions ensuite en détail le diamètre de Sauter. Sur les deux positions de mesure relatives au jet ainsi que sur les positions fixes en aval de l'écoulement, nous observons une décroissance de D_{32}/δ avec We_δ selon une pente en puissance comprise entre -1 et $-1/2$ pour la plupart des conditions d'injection. Ces pentes confirment le modèle de production de goutte par cascade d'instabilité avec une longueur d'onde transverse issue du modèle Hong-Varga. Le rapport des pressions dynamiques ne change rien sur D_{32} en terme de valeur absolue ou de tendance avec We_δ jusqu'à une valeur de $M = 2$. Au deçà de cette valeur, les vitesses liquides deviennent importantes et la pente de D_{32}/δ_g avec We_δ diminue. En faisant varier H_l , nous constatons que pour $U_l = 0,3 \text{ m/s}$ la variation de H_l entre 10 et $0,5 \text{ mm}$ n'affecte pas la valeur de D_{32} . En revanche pour $U_l = 1 \text{ m/s}$, D_{32} augmente avec H_l . Plus H_l diminue et plus la puissance directrice n diminue. Nous attribuons cette différence à la croissance des vagues.

Pour finir nous regardons les flux volumiques et numériques pour contrôler la validité du modèle d'entraînement turbulent à faible M et petit H_l . Les résultats sont plus complexes à analyser et la présence des vagues pour $H_l = 6 \text{ mm}$ à la position standard fausse les valeurs de J_L . En décalant les mesures dans l'espace, nous retombons sur une évolution linéaire de J_L avec U_g dans la mesure où la sonde reste dans le cône d'éjection des gouttes. En relevant la pente des J_L en fonction de U_g nous relevons le coefficient d'entraînement C . Nous remarquons que celui-ci augmente lorsque M diminue. Les valeurs que nous obtenons en sonde optique sont cohérentes avec les résultats du chapitre 6. Pour contrôler l'influence de H_l entre 10 mm et $0,5 \text{ mm}$ nous analysons le flux numérique ϕ_{num} sur les positions fixes en aval du cône potentiel gaz. ϕ_{num} varie avec des puissances de U_g , qui changent suivant H_l . Le flux numérique augmente en moyenne avec U_l pour les deux vitesses testées.

Au cours de ces mesures de granulométrie, nous avons été perturbés par la proximité de la nappe liquide notamment aux faibles H_l et à la position de mesure standard à $H_l = 6 \text{ mm}$. Ce problème provient du positionnement en aval au niveau de la valeur théorique de L_{dard} . Pour compléter et valider notre étude, une série de mesures pour des conditions d'injection identiques mais au-dessus de la côte réelle de L_{dard} serait nécessaire.

Chapitre 8

Conclusion générale

Dans ce manuscrit nous avons étudié les mécanismes qui conduisent à la formation d'un spray à partir d'une couche de mélange diphasique. Nous faisons à présent le bilan des résultats obtenus dans ce travail ainsi que des nouvelles interrogations qui en émergent. Nous commençons par les améliorations apportées à la méthodologie expérimentale pour poursuivre par l'instabilité de cisaillement puis, par les tailles de gouttes et les effets des paramètres M et H_l . Cette conclusion s'achèvera en suggérant des pistes pour consolider et approfondir nos résultats.

Avancées sur les méthodes de mesure et de traitement Le premier développement majeur concerne l'amélioration des mesures relatives à l'instabilité de cisaillement et de post-traitement des données. Le protocole expérimental de *Light Induced Fluorescence* mis en place et les outils de traitement développés sous Matlab ont permis de mieux caractériser l'instabilité par la production simultanée de spectres de fréquence en toute position de l'écoulement, et la mesure du taux de croissance spatial, en zones linéaire et non linéaire. Le même protocole expérimental est utilisé pour l'analyse des simulations numériques, afin de confronter simulations et expérimentations dans des conditions similaires (variables identiques). Le second développement, mené en collaboration avec la société *A2 Photonic Sensors*, concerne les mesures de granulométrie réalisées à l'aide d'une *sonde optique*. La société A2PS a proposé des sondes optiques améliorées (longueur sensible plus courte), sondes que nous avons testées et exploitées. Nous avons en collaboration avec eux apporté des améliorations sur l'ensemble de la chaîne d'acquisition en particulier sur l'étalonnage, l'étude dans nos conditions de la stabilité de la réponse de sonde dans le temps, la convergence et le traitement de données (Marty et al 2012 [94]). Ces avancées dans la méthodologie expérimentale ont permis l'obtention des résultats suivants :

Avancées sur la compréhension de l'instabilité axiale. Cette instabilité est celle qui génère les vagues en sortie d'injecteur. Les études antérieures de Raynal 1997 [112, 111] et Ben Rayana 2007 [12, 13, 28] sur le banc d'atomisation plan et de Marmottant [85, 86, 87, 88] sur le banc d'atomisation coaxial ont mis en avant un modèle rendant compte de la loi d'échelle des fréquences de cette instabilité axiale avec la vitesse gaz. Ce modèle est basé sur une analyse de stabilité inviscide, intégrant la gravité et la tension de surface, avec un profil de vitesse à l'injection qui prend en compte l'épaisseur de vorticité coté gaz δ_g . Ce modèle prédit bien la variation des fréquences expérimentales, essentiellement pilotées par U_g . Si l'épaisseur de vorticité liquide δ_l est aussi prise en compte, le mode le plus instable dans l'analyse devient un mode à haute fréquence piloté par δ_l , en désaccord avec l'expérience. Le modèle avec δ_g seul en résolution inviscide présente en outre plusieurs problèmes majeurs :

- Le préfacteur expérimental de la loi d'échelle $f(U_g)$ ne correspond pas toujours à celui prédit par l'analyse de stabilité inviscide.
- Le taux de croissance théorique est largement sous estimé (facteur 10 voire plus).
- L'analyse de stabilité visqueuse de Boeck & Zaleski [15], résolue temporellement avec un profil de vitesse en fonction erreur, que l'on pourrait penser a priori supérieure à l'analyse inviscide, prédit des nombres d'onde et fréquences fortement surévaluées.

Pour clarifier ces problèmes nous faisons évoluer le modèle de stabilité linéaire sur plusieurs aspects. Dans le chapitre 3, nous avons introduit un nouveau profil de vitesse, prenant en compte le déficit de vitesse généré par la plaque de séparation entre liquide et gaz. Une analyse de stabilité inviscide spatiale sur ce nouveau profil prédit des fréquences en accord avec les mesures réalisées avec la nouvelle méthode LIF, pour un M varié entre 0,25 et 12 et un U_g varié entre 12 m/s et 27 m/s. Par contre, les taux de croissance restent largement sous-estimés (Matas et al 2011 [89]).

En parallèle, Otto et al. 2013 [104], ont cherché une explication à l'échec de l'analyse visqueuse en développant une résolution spatio-temporelle des équations de dispersion avec viscosité. Ces auteurs ont montré qu'en utilisant le profil de vitesse avec déficit, une transition de mode de convectif vers absolu est possible. Ils parviennent à retrouver quelque-uns de nos points expérimentaux, lorsque le déficit est au maximum et dans un mode absolu de nature visqueux. En collaboration avec l'institut d'Alembert, dans le cadre de l'ANR VAA et du projet européen *FIRST*, nous avons mis en évidence qu'une telle transition convectif-absolu se produisait au milieu de nos gammes typiques de mesures : pour un U_g fixé, la transition se produit à un rapport M critique, au-delà duquel le régime devient absolu. Une transition analogue est observée lorsque le ratio e/δ_g est augmenté. La transition observée sur les spectres expérimentaux est retrouvée sur les simulations numériques effectuées à l'aide du code *Gerris* à l'institut d'Alembert. La principale différence réside dans le M de transition, plus élevé sur les expériences : cette différence s'explique probablement par le rapport de densité réduit utilisé en simulation (Fuster et al 2013 [49]). Ces résultats, qui sont le fruit d'allers-retours entre expériences et simulations, permettent également d'éclaircir pourquoi l'analyse visqueuse temporelle échouait à prédire les fréquences : le caractère absolu doit impérativement être pris en compte dans l'analyse visqueuse.

Nous avons également étudié expérimentalement l'influence d'une réduction de l'épaisseur liquide H_l sur la fréquence et le taux de croissance de l'instabilité. Les résultats montrent qu'une diminution de H_l conduit à une augmentation de fréquence. Cette augmentation devient non négligeable lorsque H_l est inférieur à 4 mm. Cette tendance n'est pas celle prédite par l'analyse de stabilité inviscide avec déficit de vitesse. Le taux de croissance mesuré a quant à lui un comportement non monotone en fonction de H_l . Cet échec de l'analyse de stabilité peut s'expliquer en partie par l'influence du profil de vitesse liquide, qui reste mal connu pour les petits H_l .

En résumé nous avons montré que l'analyse de stabilité inviscide capturait correctement les fréquences expérimentales, mais échouait totalement à prédire le taux de croissance. Une analyse spatio-temporelle avec viscosité permet de prédire une partie des fréquences expérimentales, lorsque l'instabilité est absolue : lorsque la prédiction est en régime convectif, elle est cependant en désaccord avec l'expérience. Par ailleurs il est connu que le confinement peut lui-même déclencher une instabilité absolue analogue à celle observée précédemment : il faudrait certainement prendre en compte ce confinement dans le cadre d'une analyse de stabilité *spatio-temporelle* afin de clarifier ce problème.

Nous avons ensuite clarifié un problème de reproductibilité de mesure de fréquence sur le dispositif de couche de mélange, problème initialement mis en évidence lors de la thèse de Ben Rayana [13] : des fréquences différentes peuvent être observées pour des conditions de vitesse gaz, de vitesse liquide et plus généralement des profils moyens de vitesses en entrée identiques (et donc des δ_g identiques). Nous avons mis en évidence que la fréquence augmentait sous l'influence du taux de turbulence dans la phase gaz, jusqu'à être doublée si u'/U passe de 0 à 10 % à δ_g constant. Nous avons maintenant une parfaite reproductibilité de fréquence avec u'/U en paramètre de contrôle. Nous ne connaissons cependant pas comment la turbulence influence le taux de croissance.

Les résultats ci-dessus concernent la zone initiale où l'instabilité peut être décrite dans le cadre d'analyses linéaires : nous avons également abordé le développement ultérieur des vagues. L'étendue de la zone de croissance linéaire dépend des conditions d'injection, mais celle ci reste très petite puisque pour $U_g/U_c > 14$, cette zone est systématiquement inférieure à une demi longueur d'onde. Nous avons montré dans le chapitre 5 que dans la zone où la croissance des vagues est algébrique, la variation de l'amplitude des vagues était en accord avec le modèle proposé par Hoepffner & al. [57]. Nous avons également, en collaboration avec l'Institut d'Alembert, montré que la déstabilisation de ces vagues conduisait à un mécanisme original d'éjection de gouttes : ce mécanisme, observé dans les

simulations, code Gerris, et dans l'expérience plane, permet d'expliquer les grands angles d'éjection de gouttes observés sur cette configuration (John Soundar Jerome et al 2013 [66]).

Structure globale de l'écoulement. Nous avons étudié dans le chapitre 6 la structure globale de l'écoulement, plus précisément les variations de la longueur de dard liquide L_{dard} et de l'épaisseur de film liquide résultant e_{film} . Nous avons observé qu'une diminution de H_l à vitesses gaz/liquide fixées diminue L_{dard} . Cet effet n'est pas prédit par le modèle de Rehab et al. 1997 [113] adapté au cas air/eau par Raynal 1997 [112]. Ce modèle est basé sur la conservation de la masse au niveau du dard, via l'introduction d'un coefficient d'entraînement C rendant compte de l'arrachement de liquide et un coefficient de fluctuation turbulente des vitesses α . Nous avons proposé une amélioration de ce modèle en intégrant le débit liquide présent dans le film résultant : cette modification ne suffit pas à rendre compte de l'augmentation observée pour L_{dard} . Nous en déduisons donc que le coefficient d'entraînement C diminue avec H_l . En moyenne nous trouvons une chute d'un rapport 7 de C entre $H_l = 10 \text{ mm}$ et $H_l = 2 \text{ mm}$. Ce résultat nouveau montre que l'efficacité de l'épluchage de liquide semble être proportionnelle à H_l avec une limitation pour les grands H_l et une fin de l'entraînement évaluée par extrapolation à $H_l = 1 \text{ mm}$. Les causes de cet effet restent à déterminer mais nous avons plusieurs éléments de réponse. Tout d'abord, aux faibles H_l , les conditions de naissance de l'instabilité sont modifiées : les mesures de fréquences montrent un changement de régime entre des films épais vers des films minces à partir de $H_l < 4 \text{ mm}$. D'après les observations de Lalo 2006 [76], pour $H_l = 300 \mu\text{m}$ les premières gouttes arrachées n'apparaissent que vers U_g de l'ordre de 30 à 40 m/s. La vitesse gaz minimale pour l'arrachement de goutte augmente lorsque H_l diminue. Ces effets sont probablement liés à une évolution du profil des vagues, au fait que le creusement devient comparable à H_l : les interactions entre le liquide et la paroi de prefilming modifient l'entraînement en demandant plus d'énergie au gaz pour arracher le film mince.

Granulométrie du spray. Nous présentons dans le chapitre 7 les résultats concernant le spray produit par atomisation, étudié à l'aide d'une sonde optique. Dans ce spray, le modèle de Hong-Varga [58] prédit $D_{32}/\delta_g \sim We_\delta^{-1/2}$, à la fin de la zone d'atomisation primaire soit à l'extrémité du dard liquide L_{dard} . Ce modèle est validé expérimentalement par Hong 2003 [58] et Ben Rayana 2007 [13]. Nous positionnons notre sonde sur deux abscisses relatives à L_{dard} théorique tel que prédit par le modèle Raynal 1997 [112] : $x = L_{dard}$ et $z = H_l$ pour la position standard identique aux précédents auteurs, et $x = 1.5L_{dard}$ $z = 1.5H_l$ pour la position décalée.

Nous avons dans la section 7.5 étudié la variation des distributions de diamètres de gouttes en fonction des vitesses gaz et liquide sur ces deux positions de mesure. Lorsque les distributions sont adimensionnées par D_{10} elles se superposent correctement pour les conditions suivantes : $20 < U_g < 90 \text{ m/s}$, $U_l = 0.3 \text{ m/s}$ et 1 m/s , $0.5 < H_l < 10 \text{ mm}$, $1.5 < M < 16$ et $2 < We_\delta < 50$. Seules les queues de distribution présentent des disparités, en particulier pour les mesures effectuées à la deuxième position $x = 1.5L_{dard}$. Ces distributions peuvent être bien capturées par une loi log-normale dont les paramètres sont calculés à partir de la variance et de la moyenne des diamètres.

Nous avons dans la section 7.7 caractérisé les variations de D_{32}/δ_g en fonction de We_δ pour tester le modèle Hong-Varga. Lorsque la sonde est positionnée à ($x = 1.5L_{dard}$) et sur des positions fixes par rapport à l'injecteur ($x = 6.H_g$ et $x = 9.H_g$) nous obtenons une loi d'échelle $D_{32}/\delta_g \sim We_\delta^{-1}$. Cette loi est obtenue pour toutes les valeurs de H_l étudiées, soit H_l varié entre 0.5 mm et 10 mm . Sur l'ensemble de ces mesures D_{32}/δ_g garde une valeur comprise entre 0.1 et 4 et D_{32}/δ_g reste bien piloté par We_δ , bien que nous n'ayons pas fait varier la tension de surface ni la densité du gaz. Cette loi en We_δ^{-1} est différente de la loi $We_\delta^{-1/2}$ mesurée par Hong [58] et Ben Rayana [13]. Nous expliquons ce résultat par deux hypothèses :

- Les précédents auteurs utilisent une sonde de longueur de coupure supérieure à la nôtre. La proportion plus forte de petites gouttes non détectées à fort U_g pourrait alors faire apparaître une décroissance artificielle en $We_\delta^{-1/2}$.

- Il est possible de prédire une décroissance en We_δ^{-1} dans le cadre du modèle de Hong-Varga. Il faut alors introduire un coefficient de traînée dépendant de U_g , pour traduire l'évolution de la forme des vagues quand la vitesse gaz augmente.

Cette loi d'échelle reste valide pour les plus petits H_l étudiés, bien que pour la plus forte vitesse liquide testée, $U_l = 1$ m/s, la décroissance de D_{32}/δ_g dépende légèrement de H_l . Nous présentons enfin des mesures de flux pour ces mêmes positions de sonde. Sur les positions fixes, le flux numérique ϕ_{num} chute lorsque l'épaisseur liquide H_l diminue, avec une chute drastique du flux pour $H_l < 4$ mm (le flux est typiquement divisé par deux quand on passe de $H_l = 10$ mm à $H_l = 2$ mm). Les variations du flux liquide J_L mesuré à $x = 1.5L_{dard}$ en fonction de U_g montrent que les variations de J_L ne peuvent être découplées des variations de l'ouverture du spray en fonction de U_g et U_l : à U_g élevé une augmentation de U_g peut par exemple provoquer une *diminution* de J_L . Cette diminution au premier abord surprenante est en réalité provoquée par la diminution de l'angle du spray.

Perspectives Sur le plan de l'analyse de stabilité, les résultats obtenus durant la thèse ont pointé la nécessité de réaliser une analyse spatio-temporelle. Les résultats de Juniper 2008 [69] et Healey 2007 [56] ont montré que le confinement pouvait déclencher une transition convectif-absolu : il semble donc indispensable d'inclure les épaisseurs H_g et H_l finies dans l'analyse de stabilité. Ce type d'analyse permettrait probablement de capturer les variations de fréquence et taux de croissance observées sur le dispositif expérimental quand H_l est diminué. L'impact du taux de turbulence en milieu de veine gazeuse sur la fréquence de l'instabilité est un des résultats les plus surprenants obtenus au terme de ce travail : cette influence doit être mieux caractérisée expérimentalement. Il serait intéressant en particulier de décrire l'évolution spatiale du champ de vitesse en aval de l'injection, soit par LDA soit par fil chaud (une mesure de type PIV ne fournirait probablement pas une résolution spatiale suffisante au niveau de la couche limite). La donnée du champ de vitesse en aval pourrait ensuite être utilisée dans le cadre d'une analyse de stabilité globale.

Nous avons vu que l'entraînement turbulent diminuait avec H_l . Cet effet pourrait être dû à une variation de la rugosité de surface de la nappe liquide, par exemple via la variation du taux de croissance des vagues à faible H_l , ou à l'assèchement de la paroi de préfilming. Une analyse plus approfondie du film liquide résultant à faible H_l est nécessaire. Nous devons caractériser la vitesse et l'épaisseur de ce film sur un ensemble de vitesses gaz et liquide plus large. Ces données permettraient de déterminer le débit liquide non atomisé et d'améliorer nos connaissances sur le flux total de gouttes.

En ce qui concerne la méthodologie de mesure en granulométrie, nous savons que la longueur de coupure de sonde peut générer des problèmes d'interprétation de mesure. Cette technologie nécessite d'être confrontée directement à d'autres systèmes de mesures en granulométrie comme par exemple une analyse vidéo par ombroscopie fine pour les tailles de gouttes. Cette étude peut se réaliser sur le banc de test décrit en annexe D, qui présente de bonnes caractéristiques de répétabilité. Son architecture simple produit une gamme de tailles de gouttes monodisperses dont la gamme de D_{10} est représentative des sprays que nous étudions. La comparaison entre mesures devra notamment tenir compte des biais propres à chaque méthode.

Nous avons réalisé nos mesures de granulométrie à $H_l = 6$ mm avant de connaître les longueurs expérimentale de L_{dard} pour positionner la sonde en fin d'atomisation primaire. Pour conclure sur la validité du modèle de Hong-Varga modifié, $D_{32}/\delta_g \sim We_\delta^{-1}$, l'ensemble des mesures que nous avons réalisées doit être reproduit à la position réelle de fin d'atomisation primaire à $H_l = 6$ mm.

Les mesures de flux volumique sont d'une part délicates à réaliser sur le plan technique et d'autre part moins aisées à interpréter lorsque ces mesures sont ponctuelles dans le cas des sondes optique. Pour faciliter cette interprétation, il est nécessaire de construire des profils spatiaux de flux en réalisant des balayages perpendiculairement à l'injection. Pour un grand nombre de points de fonctionnement, cette méthode reste coûteuse en temps. Cependant, nos mesures révèlent que sur les positions étudiées, une très faible part du liquide est capturée. Il est donc primordial d'évaluer sur le banc d'atomisation plan, la part de liquide non atomisée et sur le banc coaxial, la proportion de liquide emportée par le flapping. Des mesures simples par prélèvement direct de la part de fluide non atomisé permettrait de quantifier le flux de gouttes total.

Sans modifier le point de fonctionnement étudié, nous pouvons désormais faire varier les caractéristiques de l'instabilité primaire en augmentant le taux de turbulence. Une étude de granulométrie, flux et taille de goutte, pour des taux de turbulence variables, permettrait de vérifier directement l'impact de l'instabilité de cisaillement sur la production de gouttes indépendamment des vitesses gaz et liquides. Sur ce type d'étude le choix du point de fonctionnement ainsi que de la position de sonde n'est a priori pas problématique.

Enfin, toutes les mesures de granulométrie montrent une décroissance de D_{32}/δ_g avec We_δ . Les études sur les bancs d'atomisation coaxial et plan, réalisées en eau/air, ne permettent pas d'atteindre la limite de cette loi d'échelle. De plus nous devons tester nos modèles phénoménologiques pour des caractéristiques de fluides différentes et plus proches des conditions d'injection réelles. Dans ce cadre, et pour l'application plus spécifique des moteurs cryotechniques, une collaboration est amorcée avec le service des basses températures du CEA à Grenoble (CEA/INAC/SBT) pour reproduire le jet coaxial du LEGI avec de l'azote liquide et gazeux. Une étude préliminaire de faisabilité des mesures de sonde optique en basse température est présentée en annexe E.

Pour conclure, nous avons durant ma thèse clarifié plusieurs questions relatives au processus d'atomisation assistée : que ce soit en lien avec l'instabilité de cisaillement, l'entraînement de liquide ou avec la formation de gouttes. Il a fallu pour cela aborder un large spectre de méthodes et de problématiques, techniques mais aussi théoriques. Ce large spectre témoigne de la richesse de cette configuration, à l'interface entre monde industriel et académique.

Notation

U_g	Vitesse à l'infinie de la phase gazeuse	U_l	Vitesse à l'infinie de la phase liquide
U_i	Vitesse à l'interface	U_e	Vitesse d'entraînement des gouttes
U_c	Vitesse de convection des vagues	u_{turb}	Fluctuation turbulente de U_g
Q_g	Débit volumique de la phase gazeuse	Q_l	Débit volumique de la phase liquide
δ_g	Épaisseur de vorticité de la phase gazeuse	δ_l	Épaisseur de vorticité de la phase liquide
H_g	Épaisseur de la phase liquide	H_l	Épaisseur de la phase liquide
l_{canal}	Largeur du canal gaz et liquide	θ_g	Épaisseur de la quantité de mouvement
L ou L_{dard}	Longueur de dard liquide	e_{film}	Épaisseur de film liquide après dard liquide
α_{Spray}	Angle d'ouverture du spray	ep	Epaisseur du couteau
u, v, w	perturbation de vitesse	$U(x, y, z, t)$	Solution de l'analyse de stabilité
η	Position de l'interface	ω	Pulsation
k	Nombre d'onde pour une résolution temporelle	k_i	Taux de croissance pour une résolution spatiale
λ_T	Longueur d'onde transverse	λ_L	Longueur d'onde longitudinale. $\lambda_L = \frac{2*\pi}{k}$
h	Altitude des vagues	$A(x)$	Amplitude des vagues
Δ_{ratio}	Rapport d'aspect des spectres	N_{dec}	Nombre de découpage. Méthode Welch
f_{mes}	Fréquence mesurée	Ki_{mes}	Taux de croissance mesuré
V_G	Niveau gaz	V_L	Niveau liquide
L_S	Longueur sensible de sonde	$L_S(10 - XX)$	Loi d'étalonnage
T_M	Temps de montée	T_L	Temps de résidence liquide
C_{10}	Corde moyenne mesurée	D_{32}	Diamètre de Sauter
J_L	Flux volumique	ϕ_{num}	Flux numérique de goutte
α_{drop}	angle d'éjection individuel d'une goutte	α_{spray}	angle du cône d'éjection des gouttes
α_c	Ration de λ_L dans le modèle Hong-Varga	α_d	Ration de λ_T dans le modèle Hong-Varga
Cd	Coefficient de trainée des vagues	α	Coefficient de proportionnalité pour le calcul de u_{turb}
ρ_g	Masse volumique de l'air $1.2[kg/m^3]$	ρ_l	Masse volumique du liquide $1000[kg/m^3]$
ν	viscosité cinématique du fluide $1.00710^{-6}[m^2/s]$	σ_l	Tension superficielle de l'eau pure $72.810^{-3}[N/m]$
$Re_{g/l}$	Nombre de Reynolds construit avec $U_{g/l}$, $H_{g/l}$ et ν	$We_{g/l}$	Nombre de Weber construit avec $U_{g/l}^2$, $H_{g/l}$ et σ
$We_{\delta g}$	Nombre de Weber construit avec $U_{g/l}^2$, δ_g et σ		

Bibliographie

- [1] [http : //www.lmm.jussieu.fr/hoepffner/research/catapultheavy.mov](http://www.lmm.jussieu.fr/hoepffner/research/catapultheavy.mov)
- [2] [http : //www.first – fp7project.eu/index.htm](http://www.first-fp7project.eu/index.htm)
- [3] T. Arai,H. Hashimoto,“Desintegration of a thin liquid sheet in a cocurrent gaz stream”, Proceedings of the 3rd international conference on liquid atomization and spray systems, London 1985.
- [4] B.F. Armaly, F. Durst, J.C.F. Pereira and B. Schonung, “Experimental and theorical investigation of backward–facing step flow”, Journal of Fluid Mechanics, vol 127, pp472-496 1983.
- [5] J.C. Asali and T.J. Hanratty , “Ripples generated on a liquid film at high gas velocities”, Int. J. Multiphase Flow, Vol.19, No.2, pp.229-243, 1993.
- [6] A. Bagué, “Etude de l’automisation en maillage adaptatif hiérarchique”, thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, 2009.
- [7] A. Bagué, D. Fuster, S. Popinet, R. Scardovelli and S. Zaleski. “Instability growth rate of two-phase mixing layers from a linear eigenvalue problem and an initial value problem.” Phys. Fluids 22(9) 092104 2010.
- [8] P. Baines, S. Majumdar and H. Mitsudera, “The mechanics of the Tollmien-Schlichting wave”, J. Fluid Mech., vol. 312, pp. 107-124, 1996.
- [9] T. B. Benjamin, “Wave formation in laminar flow down an inclined plane”, Journal of Fluid Mechanics, 2(6) pp.554-573 1957.
- [10] T. B. Benjamin, “Shearing flow over a wavy boundary”. Journal of Fluid Mechanics, vol. 6(2) pp.161-205 1959.
- [11] T. B. Benjamin, “The threefold classification of unstable disturbances in flexible surfaces bounding inviscid flows”. Journal of Fluid Mechanics, vol. 16(3) pp.436-450, 1963.
- [12] F. B. Rayana, A. Cartellier, et E. Hopfinger, “Assisted atomization of a liquid layer : investigation of the parameters affecting the mean drop size prediction”. In Proceedings of the International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS), Kyoto, Japan, 2006.
- [13] F. Ben Rayana, “Contribution à l’étude des instabilités interfaciales liquide–gaz en atomisation assistée et tailles de gouttes”, Thèse de doctorat, Institut national polytechnique de Grenoble, France, 2007.
- [14] A. M. Binnie, “Experiments on the onset of wave formation on a film of water flowing down a vertical plane”, J. Fluid Mech., vol.2 pp.551-553 1957.
- [15] T. Boeck and S. Zaleski, “Viscous versus inviscid instability of two-phase mixing layers with continuous velocity profile”, Phys. Fluids 17, 032106, 2005.
- [16] D.R. Booker, C.P. Lyons and S.L. Upton, “Aerosol sampling guidelines”, Royal Society of Chemistry, 1998.
- [17] P.A.M. Boomkamp, B.J. Boersma, R. H. M. Miesen, and G. V. Beijnon, “A Chebyshev Collocation Method for Solving Two-Phase Flow Stability Problems”, Journal of computational Physics vol.132 pp.191-200 1997.
- [18] P.A.M. Boomkamp, “Stability of parallel two-phase flow”.Thèse, Universiteit Twente, 1998.

- [19] P.A.M. Boomkamp et R.H.M. Miesen, "Classification of instabilities in parallel two-phase flow", *Int. J. of Multiphase Flow*, vol.22, pp.67-88 1997.
- [20] S. Boulesteix, "Cisaillement d'une interface gaz-liquide en conduite et entraînement de gouttelettes", thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, 2010.
- [21] Y. Brechet, A. Pineau, Y. Quere, "L'avenir de la métallurgie française. Reflexions et pistes d'actions", rapport du ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche, 2014.
- [22] N. Bremond, C. Clanet and E. Villermaux. "Atomization of undulating liquid sheets". *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 585, pp. 421-456 2007.
- [23] F.K. Browand and T.R. Troutt, "A note on spanwise structure in the two-dimensional mixing layer". *Journal of Fluid Mechanics*, vol.97 pp.771-781 1980.
- [24] W.K. Brown, and K.H. Wohletz. "Derivation of the Weibull distribution based on physical principles and its connection to the Rosin-Rammler and lognormal distributions". *Journal of Applied Physics*, vol. 78(4), pp. 2758-2763 1995.
- [25] A. Cartellier. "Optical probes for local void fraction measurements : characterization of performance". *Review of Scientific Instruments*, vol. 61(2), pp. 874-886 1990.
- [26] A. Cartellier and J. L. Achard, "Local phase detection probes in fluid/fluid two-phase flows", *Rev. SOi. Instrum.* 62 (2), February 1991.
- [27] A. Cartellier, "Simultaneous void fraction measurement, bubble velocity, and size estimate using a single optical probe in gas-liquid two-phase flows", *Rev. Sci. Instrum.* 63 (11), November 1992
- [28] A. Cartellier and F. Ben Rayana, "Dispersed phase measurements in sprays using optical probes". 3rd International Symposium on Two-Phase Flow Modelling and Experimentation Pisa, 22-24 September 2004
- [29] A. Cartellier, "Atomisation assistée virtuelle", Rapport final du projet ANR n° BLAN-0903, 2010.
- [30] S. Chandrasekhar, "Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability", Dover, New York, 1961.
- [31] F. Charru, "Instabilités hydrodynamiques", EDP Sciences/CNRS Éditions., 2007.
- [32] Z. Cheng and S. Redner, "Kinetics of fragmentation", *J. Phys. A : Math. Gen.* 23 1233, 1990.
- [33] W.H. Chou, and G.M. Faeth. "Temporal properties of secondary drop breakup in the bag breakup regime". *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 24(6), pp. 889-912 1998.
- [34] N. Clark and R. Turton, "Chord length distributions related to bubble size distributions in multiphase flows". *Int J of multiphase flow*, Vol 14, 1988
- [35] A.D. Craik, "Wind-generated waves in thin liquid films". *Journal of Fluid Mechanics*, vol.26(2) pp. 369-392 1966.
- [36] R. V. Craster and O. K. Matar, "Dynamics and stability of thin liquid films", *Reviews of modern Physics*, Vol.81, 2009.
- [37] L. S. Cohen and T. J. Hanratty, "Generation of waves in the concurrent flow of air and a liquid", *AIChE Journal*, Vol. 11, Issue 1, pp. 138-144, 1965
- [38] C. Corre, "Aérodynamique Fondamentale", Chap. 4, l'UEE d'Arts et Métiers ParisTech 2005.
- [39] M. Daumas, "Histoire générale des techniques", vol. 4, Presse universitaire de France, 1978.
- [40] M.N. Descamps, J.-P. Matas and A. Cartellier, "Gas-liquid atomisation : gas phase characteristics by PIV measurements and spatial evolution of the spray", 2nd Colloque INCA, 23-24 Octobre 2008.
- [41] P. E. Dimotakis, "Two-dimensional shear layer entrainment". *AIAA*, 24(11), 1986.
- [42] P. G. Drazin and W. H. Reid, "Hydrodynamic Stability", Cambridge University Press, pp. 316 and 317. 1981.

- [43] C. Dumouchel, J. Cousin, and S. Grout. "Analysis of two-dimensional liquid spray images : the surface-based scale distribution". *Journal of Flow Visualization and Image Processing*, vol. 15(1) 2008.
- [44] A. Dupas, "La nouvelle conquête spatiale", Odile Jacob, 2010.
- [45] J. Eggers and E. Villermaux, "Physics of liquid jets", *Rep.Prog.Phys.* vol.71, 036601 2008.
- [46] S. Feldman, "On the hydrodynamic stability of two viscous incompressible fluids in parallel uniform shearing motion", *Journal of Fluid Mechanics*, vol.2(4) pp.343-370 1957.
- [47] D. Fuster, A. Bagué, T. Boeck, L. Le Moyne, A. Leboissetier, S. Popinet, P. Ray, TR. Scardovelli and S. Zaleski "Simulation of primary atomization with an octree adaptive mesh refinement and VOF method.", *Int. J. Multiphase Flow*, **35**, 550 2009.
- [48] D. Fuster, J. Hoepffner, S. Popinet and S. Zaleski, "Parallel simulation of multiphase flows using the volume of fluid method", *Proceedings of ASME-JSME-KSME Joint Fluid Conference, AJK2011-FED*, July 24-29, Hamamatsu, Japon, 2011.
- [49] D. Fuster, J.-P. Matas, S. Marty, S. Popinet, J. Hoepffner, A. Cartellier, and S. Zaleski. "Instability regimes in the primary breakup region of planar coflowing sheets". *Journal of Fluid Mechanics*, vol.736, pp.150-176 2013.
- [50] S. Gepperth, A. Müller, R. Koch and H.J. Bauer, "Ligament and Droplet Characteristics in Prefilming Airblast Atomization", *ICLASS Heidelberg*, Germany, September 2-6, 2012.
- [51] C. Garnier, "Transferts de quantité de mouvement dans les écoulements à bulles denses homogènes pilotés par la gravité", thèse de doctorat, École Centrale de Lyon, 2002.
- [52] J. R. Garratt, "Review of Drag Coefficients over Oceans and Continents". *Mon. Wea. Rev.*, 105, 915-929. 1977.
- [53] M. Gaster, "Growth of disturbances in both space and time". *Phys. Fluids* vol. 11 : 723-27 1968.
- [54] T. J. Hanratty and J. M. Engen, "Interaction between a turbulent air stream and a moving water surface". *AIChE Journal*, vol.3(3) pp.299-304 1957.
- [55] T. J. Hanratty, J. A. Campbell and R. J. Goldstein, "Fluid mechanics measurements". Hemisphere, Washington, 559, 1983.
- [56] J. J. Healey, "Enhancing the absolute instability of a boundary layer by adding a far-away plate". *J. Fluid Mech.* vol.579, p.29 2007.
- [57] J. Hoepffner, R. Blumenthal and S. Zaleski. "Self-Similar Wave Produced by Local Perturbation of the Kelvin-Helmholtz Shear-Layer Instability". *Physical review letters*, n 106, 104502, 2011.
- [58] M. Hong, "Atomisation et mélange dans les jets coaxiaux liquide-gaz", Thèse de doctorat, Institut national polytechnique de Grenoble, France, 2003.
- [59] M. Hong, A. Cartellier, A. and E.J. Hopfinger. "Characterization of phase detection optical probes for the measurement of the dispersed phase parameters in sprays". *International Journal of multiphase flow*, vol.30(6), pp.615-648 2004.
- [60] M. Hong, A. Cartellier, E. Hopfinger and J.-P. Matas, "Spray development in the near field of two-phase coaxial injectors". in *CD Proc. 11th Workshop on Two-Phase Flow Predictions*, April 5-8, 2005, Halle-Wittenberg, Merseburg, Germany, ISBN 3-86010-767-4, M. Sommerfeld Editor 2005.
- [61] A.P. Hooper and W.G.C. Boyd, "Shear-Flow instability at the interface between two viscous fluids", *J. Fluid Mech.* vol. 128, p. 507 1983.
- [62] M. Hong, J.P. Matas, S. Marty, A. Cartellier, S. Y. Lee, A. Delon. "A Study of the Internal Two-Phase Flow in Gas-Centered Swirl Coaxial Injectors". In *8th International Conference on Multiphase Flow, ICMF 2013*, Jeju, Korea, May 26-31, 2013 (pp. ICMF2013-272).
- [63] E.J. Hinch, "A note on the mechanism of the instability at the interface between two fluids", *J. Fluid Mech.* vol.144, pp.463-465 1984.

- [64] P. Huerre and P.A. Monkewitz, "Local and global instabilities in spatially developing flows", *Annu. Rev. Fluid Mech.* 22 :473-53 1990.
- [65] M. Ishii and S.T. Revankar, "Theory and measurment of local interfacial area using a four sensor probe in two phase flow", *Int. J. Heat Mass Transfert*, vol. 36, pp.2997-3008 1993.
- [66] J. John Soundar Jerome, S. Marty, J.-P. Matas, S. Zaleski and J. Hoepffner. "Vortices catapult droplets in atomization" *Physics of Fluids* vol.25 112109 2013.
- [67] D. D. Joseph, G. S. Beavers, and T. Funada, "Rayleigh-taylor instability of viscoelastic drops at high weber numbers". *J. Fluid Mech.*, 453, 2002.
- [68] M. P. Juniper, "The effect of confinement on the stability of two-dimensional shear flows". *J. Fluid Mech.* vol.565, pp.171–195 2006.
- [69] M. P. Juniper, "The effect of confinement on the stability of non-swirling round jet/wake flows". *J. Fluid Mech.* vol.605, pp.227–252 2008.
- [70] P. L. Kapitza, *J. Exp. Theor. Phys.* 18, 1948.
- [71] Lord Kelvin, "Hydrokinetic solutions and observations", *Philos. Mag.* vol.42, p.362 1871.
- [72] Lord Kelvin, "Mathematical and physical paper", Vol.4, pp 321, Cambridge University press
- [73] E. L. Knuth, "Mechanics of Film Cooling - Part 1". *Journal of Jet Propulsion*, vol.24, pp.359-365, 1954.
- [74] A.N. Kolmogorov, "On the lognormal distribution of the fragment sizes under grinding'. *Dokl. Akad. Nauk SSSR* vol. 31(2) :99-101, 1941.
- [75] M. Komabayasi, T. Gonda and K. Isono. "Life time of water drops before breaking and size distribution of fragment droplets". *J. Meteor. Soc. Japan*, vol. 42, pp. 330-340 1964.
- [76] M. Lalo, "Atomisation d'un film liquide mince par action combinée des instabilités de Kelvin-Helmholtz et de Faraday. Application aux injecteurs aérodynamiques des turbomachines aéronautiques", thèse de doctorat, Supaero, 2006.
- [77] J. C. Lasheras, E. Villermaux and E.J. Hopfinger, "Break-up and atomization of a round water jet by a high-speed annular air jet". *J. Fluid Mech.* vol. 357, pp.351-379 1998.
- [78] J. Lasheras and E.J. Hopfinger, "Liquid jet instability and atomization in a coaxial gas stream", *Annu. Rev. Fluid Mech.* 32, 275 2000.
- [79] M.S. Longuet-Higgins. "The crushing of air cavities in a liquid". *Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical and Physical Sciences*, vol. 439(1907), pp. 611-626 1992.
- [80] A. H. Lefebvre, "Atomization and Sprays". Taylor et Francis, Bristol, PA, USA, 1989.
- [81] M. D.A. Lightfoot, "Fundamental classification of atomization Processes", *Atomization and Sprays*, 2009.
- [82] C.C. Lin, "On the stability of two-dimensional parallel flows", *Quarterly of Applied Mathematics*, vol.3 pp.277-301 1946.
- [83] A. Lupeau, "Etude et modélisation du comportement d'un écoulement annulaire dispersé. Application à la mesure de débit de gaz humide à l'aide d'un débitmètre à venturi", thèse de doctorat, Supaero, 2005.
- [84] D. L. Marchisio and R. O. Fox, "Solution of population balance equations using the direct quadrature method of moments", *Journal of Aerosol Science*, Vol. 36, p. 43–73, 2005.
- [85] P. Marmottant, "Atomisation d'un liquide par un courant gazeux", Thèse de doctorat, Institut national polytechnique de Grenoble, France, 2001.
- [86] P. Marmottant et E. Villermaux, "Atomisation primaire dans les jets coaxiaux", *Combustion* 2 (1) 1-37 2002.
- [87] P. Marmottant and E. Villermaux, "On spray Formation", *J. Fluid Mech.*, vol. 498, pp. 73–111 2004.

- [88] P. Marmottant and E. Villermaux, "Fragmentation of stretched ligament", *Physics of Fluids*, vol. 16 p.2732 2004.
- [89] J.-P. Matas, S. Marty and A. Cartellier, "Experimental and analytical study of the shear instability of a gas-liquid mixing layer", *Physics of fluids*, vol 23, 2011.
- [90] J.-P. Matas, A. Cartellier, "Flapping instability of a liquid jet", *Comptes Rendus de l'Académie des sciences - Series IIB - Mechanics*, 341, 35-43 2013.
- [91] J.-P. Matas, "Inviscid vs viscous instability mechanism of an air-water mixing layer", *Journal of Fluid Mechanics*, 2015 Accepted.
- [92] S. Marty, J.-P. Matas and A. Cartellier, "Study of a liquid-gas mixing layer : Shear instability and size of produced drops", *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series IIB - Mechanics*, 341, 26-34 2013.
- [93] S. Marty, M. Hong, J.P. Matas, A. Cartellier, S. Y. Lee."Spray Characterization of Gas-Centered Swirl Coaxial Injectors Using an Optical Probe", *KSPE Fall Conference*, 172-177.
- [94] S. Marty, J.-P. Matas and A. Cartellier, "Air assisted atomisation of a liquid film investigated by way of improved phase detection probes", *ICLASS, Heidelberg, Germany*, 978-88-903712-1-9, 2012
- [95] A. Michalke, "On the inviscid instability of the hyperbolic-tangent velocity profile", *J. of Fluid Mech.* 19, 1964.
- [96] A. Michalke, "On spatially growing disturbances in an inviscid shear layer", *J. of Fluid Mech.* 23, 1965.
- [97] R. Miesen and B. J. Boersma, "Hydrodynamic stability of a sheared liquid film", *J. Fluid Mech.*, vol 301, pp 175–202 1995.
- [98] N. Miller and R.E. Mitchie, "Measurement of local voidage in liquid/gas two phase flow systems using a universal probe", *Journal of British Nuclear Energy Society*, Vol 2, pp.94-100 1970.
- [99] J.W. Miles, "The hydrodynamic stability of a thin film of liquid in uniform shearing motion", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 4, pp. 593–610, 1960.
- [100] J.W. Miles, "On the generation of surface waves by shear flows - Part.4", *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 13, pp 433–448, 1962.
- [101] P.A. Monkewitz and P. Huerre, Influence of the velocity ratio on the spatial instability of mixing layers, *Physics of Fluids*, vol.25 p.1137 1982.
- [102] A.M. Mood, F. A. Graybill, and D. C. Boes, "Introduction to the Theory of Statistics", 3rd edition, McGraw-Hill pp. 540-541 1974.
- [103] R. A. Mugele , H. D. Evans, "Droplet Size Distribution in Sprays", *Ind. Eng. Chem.*, vol. 43, 1951
- [104] T. Otto, M. Rossi and T. Boeck. "Viscous instability of a sheared liquid-gas interface : dependence on fluid properties and basic velocity profile". *Phys. Fluids* vol.25, 032103 2013.
- [105] J. C. Oefelein, R. N. Dahms, G. Lacaze, J. L. Manin, L. M. Pickett, "Effects of Pressure on the Fundamental Physics of Fuel Injection in Diesel Engines", *Proceedings of the 12th ICLASS conference, Heidelberg, Germany, September 2-6, 2012, ICLASS 2012*.
- [106] S. Özgen, G. Degrez, G. S. R. Sarma, "Two-fluid boundary layer stability", *Physics of Fluids*, vol. 10, Num .11, 1998.
- [107] N.A. Pelekasis and J. A. Tsamopoulos, "Linear stability of a gas boundary layer flowing past a thin liquid film over a flat plate", *J. Fluid. Mech.*, vol. 436, pp.321-352 2001.
- [108] M. Pilch and C.A. Erdman. "Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop". *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 13(6), pp. 741-757 1987.

- [109] S. Popinet, “An accurate adaptive solver for surface-tension-driven interfacial flows”. *J. Comput. Phys.* 228, pp.5838-5866 2009.
- [110] L. Rayleigh, “On the stability, or instability, of certain fluid motion”. *Proc. of the London Mathematical Society*, 11, 1880.
- [111] L. Raynal, E. Villiermaux, J. Lasheras, and E. J. Hopfinger, “Primary instability in liquid gas shear layers”, in *11th Symposium on Turbulent Shear Flows*, 7-10 September 1997, Grenoble, France, Vol. 3, pp. 27.1-27.5, OCLC 40626641, INP-CNRS-UJF 1997.
- [112] L. Raynal, “Instabilité et entrainement à l’interface d’une couche de mélange liquide-gaz”, Thèse de doctorat, Université J. Fourier Grenoble I, France, 1997.
- [113] H. Rehab, E. Villiermaux and E. Hopfinger, “Flow regimes of large velocity ratio coaxial jets”, *J. Fluid Mechanics*, vol.345 pp.357-381 1997.
- [114] N. Rimbert, and G. Castanet. “Crossover between Rayleigh-Taylor instability and turbulent cascading atomization mechanism in the bag-breakup regime”. *Physical Review E*, 84(1), 016318 2011.
- [115] C. Ruyer—Quil and P. Manneville, “On the speed of solitary waves running down a vertical wall”, *J. Fluid Mech.*, vol. 531, pp. 181–190 2005.
- [116] A. Al-Sarkhi and T.J Hanratty, “Effect of pipe diameter on the drop size in a horizontal annular gas-liquid flow”, *International Journal of Multiphase Flow* ,Volume 28 , Issue 10, October 2002.
- [117] H. Schlichting, “Boundary-Layer Theory”, McGraw-Hill, 1968.
- [118] I. Sobel, “On Calibrating Computer Controlled Cameras for Perceiving 3-D Scenes, Artificial Intelligence”, Vol. 5, p185-198, 1974.
- [119] N. Tamaki and K. Katakami, “Improvement of Atomization and Flow Characteristics of Atomization Enhancement Nozzle for Direct Injection Diesel Engine” *ICLASS 2012*, Heidelberg, Germany, September 2-6, 2012.
- [120] S.N. Timoshin, “Leading-edge receptivity in three-dimensional classical boundary layers”, *European journal of mechanics*, vol 16, 1997.
- [121] W. Tollmien, “Über die entstehung der turbulenz”. *Math. Phys.* 1929.
- [122] C. Varga, “Initial breakup of a small diameter liquid jet by a high speed gas stream”, Thèse UCSD, San Diego, 2002.
- [123] C.M. Varga, J.C. Lasheras and E.J. Hopfinger, “Initial breakup of a small-diameter liquid jet by a high-speed gas stream”, *J. Fluid Mech.*, vol 497, pp.405-434 2003.
- [124] E. Villiermaux, “Fast bimolecular reactions in high Reynolds number turbulence : Structure of the reactive interface and surface of reaction.” *Advances in Turbulence V*. Springer Netherlands, 1995. 529-533.
- [125] E. Villiermaux, “Fragmentation”, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2007. 39 :419–46
- [126] E. Villiermaux and B. Bossa. “Single-drop fragmentation determines size distribution of raindrops”. *Nature Physics*, 5(9), 697-702 2009.
- [127] H. Von Helmholtz, “On discontinuous movements of fluids”, *Philos. Mag.* vol.36, p.337 1868.
- [128] P.D. Welch, “The Use of Fast Fourier Transform for the Estimation of Power Spectra : A Method Based on Time Averaging Over Short, Modified Periodograms,” *IEEE Trans. Audio Electroacoustics*, Vol. AU–15 (June 1967), pp.70–73 1967.
- [129] P. Yecko, S. Zaleski, and J.-M. Fullana, “Viscous modes in two-phase mixing layers”, *Phys. Fluids* vol. 14(12), pp.4115-4122 2002.
- [130] P. Yecko and S. Zaleski, “Transient growth in two-phase mixing layers”. *J. Fluid Mech.* 528, 43-52. 2005.
- [131] C.S. Yih, “Instability due to viscosity stratification”, *J. Fluid Mech.* , vol. 27, part 2, pp. 337–352, 1967.

- [132] S. Zaleski, “Dynamique de l’Atomisation Assistée (Dynaas)”, Rapport final du projet ANR n° BLAN–0213, 2005.
- [133] H. Zhao, H. F. Liu, J. L. Xu and W. F. Li, “Experimental Study of Drop Size Distribution in the Bag Breakup Regime”, Industrial and Engineering Chemistry Research, 50, 9767-9773, 2011
- [134] R. Zubrin, R. Wagner, “Cap sur mars”, Oursa, 2004.

Annexes

A Anémomètre fil chaud et mesure de couche limite

Dans cette annexe nous faisons l'étude de la qualité de mesure de l'épaisseur de couche limite δ_g réalisée au fil chaud.

A.1 Principe de mesure

L'anémomètre fil chaud permet de mesurer la vitesse instantanée d'un gaz en un point. La dimension de ce point est extrêmement petite devant les dimensions de l'écoulement étudié. La mesure de vitesse est déduite de la résistivité d'un fil de platine chauffé et placé dans l'écoulement. La convection du gaz fait varier la température du fil ainsi que sa résistivité. Un appareillage électronique basé sur un pont de Wheatstone asservi la température du fil. La fonction de transfert qui donne l'image de la vitesse $U_g(z)$ en fonction de la tension mesurée V_{fil} aux bornes de ce pont s'appelle la loi de King $\sqrt{U_g} = (V_{fil}^2 - B)/A$. Comme l'énergie transférée dans le gaz dépend du carré de sa vitesse, cette loi n'est pas linéaire. Le matériel utilisé est un fil fabriqué au laboratoire avec un fil de platine de $10 \mu m$. La fréquence de coupure de ce fil est mesurée à plus d'un $1 kHz$. Ce relativement gros diamètre ne nous permet pas d'obtenir une très basse résolution dans l'échelle de turbulence. Recherchant principalement une mesure moyenne et des fréquences basses, cette particularité ne nous limite pas. Le fil est monté sur un boîtier *Disa* et nous travaillons à température constante.

A.2 Méthode d'étalonnage du fil

Le principal problème de cet appareillage est qu'il est très sensible à l'environnement climatique de la salle d'essais. Le comportement du fil peut aussi évoluer au cours du temps. Les forces aérodynamiques peuvent solliciter les soudures et modifier son comportement. Pour parer à toutes dérives dans le temps, nous réalisons des étalonnages réguliers du fil à l'aide du boîtier transducteur *TSI* spécialement adapté à cet usage. Pour chaque profil de vitesse gaz, nous réalisons un étalonnage sur une plage de vitesse comprise entre 15 et 50 m/s . La loi de King inversée 8.1 peut s'écrire avec un coefficient n .

$$V_{fil}^2 = A.U_g^{1/n} + B \quad (8.1)$$

Trois méthodes d'étalonnage sont possibles :

- La première consiste à fixer le coefficient n à sa valeur physique de 2. Les coefficients A et B sont ensuite trouvés par régression linéaire en traçant $V_{fil}^2 = f(\sqrt{U_g})$.
- La seconde consiste à fixer le coefficient B grâce à la tension à $U_g = 0$ du fil. On pose ensuite $\log(t^2 - B) = \log(A) + n \cdot \log(v)$ et les coefficients n et $\log(A)$ sont déduits par régression linéaire.
- La dernière méthode consiste à utiliser un polynôme d'ordre quatre dont les coefficients sont ajustés aux valeurs par une méthode des moindres carrés. Cette loi n'a aucun sens physique mais suit beaucoup plus précisément nos courbes d'étalonnage.

Pour la suite, nous privilégierons la première méthode qui conserve toute la physique de la loi de King, sans introduire de biais difficile à interpréter.

A.3 Incertitude de mesure

La carte d'acquisition utilisée pour ces mesures code le signal sur 12 *bits* entre $\pm 10 V$. Il en résulte donc une précision de 0,005 V . En considérant les constantes de l'étalonnage comme fixes,

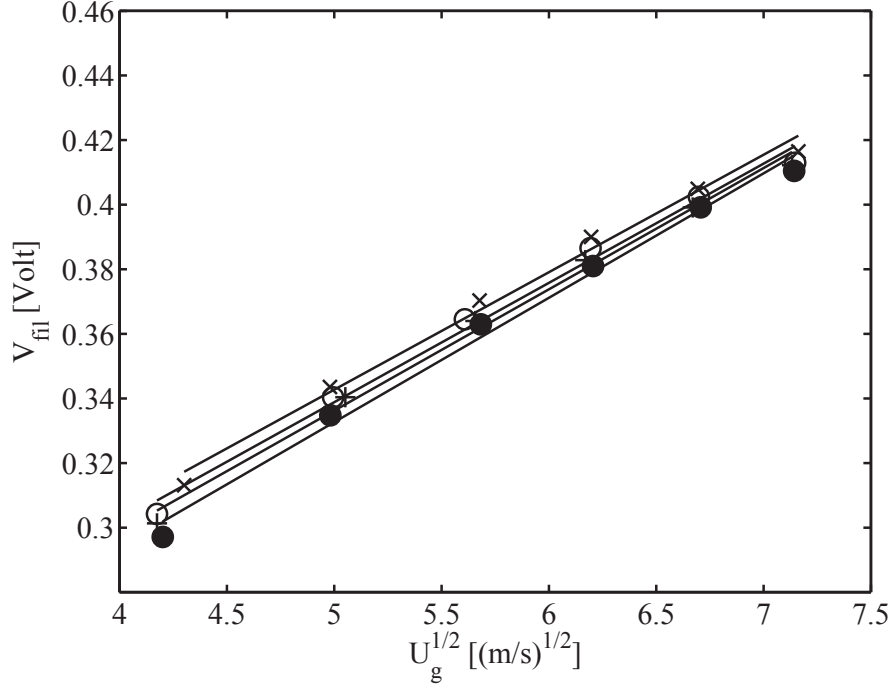


FIGURE 8.1 – Répétabilité de l'étalonnage d'un fil chaud. Chaque symbole représente une série différente

nous obtenons l'erreur absolue et relative de mesure d'une vitesse :

$$\Delta U_g(z) = \frac{4t(z)}{A} \left(\frac{t(z)^2 - B}{A} \right) \Delta t \frac{\Delta U_g(z)}{U_g(z)} = \frac{4t(z)}{t(z)^2 - B} \Delta t \quad (8.2)$$

L'erreur relative devient infiniment grande lorsque t tend vers \sqrt{B} quand il n'y a aucune convection. Dans la plage de mesure qui nous intéresse, t est en moyenne égal à 0,47 V au plus bas ce qui correspond à une erreur de 15%. Pour la mesure de $U_g(H_l/2)$, t est plus important et l'erreur tombe à 5,7%. Cette erreur peut augmenter si on considère que les fluctuations turbulentes de vitesse autour de la moyenne augmentent l'incertitude Δt . Le taux de turbulence varie très fortement spatialement et il faut donc recalculer cette erreur en fonction de t et de z .

A.4 Répétabilité de l'étalonnage

Dans le cas où nous voulons comparer des mesures prises à différents moments, nous devons prendre en compte la répétabilité de l'étalonnage d'un fil. Nous contrôlons cette valeur en réalisant quatre séries $T_{fil} = f(U_g)$ successives sans modification dans l'ensemble du montage expérimental. Le temps de l'expérience (environ 20 min) la résistance à vide R_O , vérifiée après chaque étalonnage, ne change pas $R_O = 8.32 \Omega$. La figure 8.1 montre la superposition de ces quatre étalonnages. L'évolution entre $\sqrt{U_g}$ et V_{fil} est bien linéaire bien que les points à plus haute vitesse semblent infléchir la tendance générale. Entre chacune des séries, le coefficient A (pente) varie de 5% au maximum et B la valeur à l'origine de 13.8%.

$$\frac{\Delta U_g}{U_g} = \frac{2}{A} (2t\Delta t + \Delta B + \frac{(t^2 - B)}{A} \Delta A) \times \left(\frac{t^2 - B}{A} \right)^{-1} \quad (8.3)$$

L'équation 8.3 nous donne l'incertitude absolue due à la répétabilité sur $U_g(H_l/2)$ égale à 31 %. La plus forte contribution à cette erreur est le décalage à l'origine B . L'incertitude sur le coefficient A ne change rien dans la mesure de l'épaisseur de vorticité puisque cette mesure est basée sur une variation du profil de vitesse (voir section 2.3). Pour augmenter la précision de mesure, nous sommes contraints de contrôler régulièrement l  talonnage du fil. Idéalement, un étalonnage est réalisé entre chaque profil de vitesse.

U_g	$n = 1/2$	n	poly	Mip	δ/δ_{theo}
20.03	0.39	0.46	0.49	Non	0.77
20.00	0.35	0.35	0.37	Non	0.69
20.01	0.38	0.44	0.47	Non	0.75
20.14	0.41	0.48	0.52	Non	0.81
20.44	0.45	0.52	0.57	Oui	0.90
20.35	0.49	0.57	0.64	Oui	0.97
mean	0.40	0.47	0.51	Oui	0.82

TABLE 8.1 – Répétabilité de la mesure d'épaisseur de vorticité δ_g   $U_g = 20 \text{ m/s}$

A.5 Qualité de mesure de δ_g

Le fil chaud nous donne une mesure locale de la vitesse gaz soit $U_g(z)$. En balayant l'axe vertical z en sortie d'injecteur au niveau du couteau, nous obtenons pour un étalonnage donné un profil complet de vitesse. La position verticale absolue du fil chaud n'a aucune influence sur la mesure puisque seule le maximum de la variation $\max(dU/dz)$ suivant \vec{z} compte dans le calcul de δ_g . Cependant, pour limiter le nombre de points, nous utilisons une binoculaire pour positionner le fil au plus proche du couteau. Le balayage démarre donc approximativement à $1/10^{\text{ me}}$ de mm sous le couteau et se prolonge sur 1 mm . La vitesse $\max(U_g)$ est obtenue pour $z = H_g/2$.

Pour chaque position z , nous prenons un échantillon de 1000 tensions sur une durée de 10 secondes. Cet échantillonnage à 100 Hz nous permet de contrôler la présence d'éventuelles perturbations périodiques à basse fréquence dans le gaz. Les points $U_g(z)$ sont obtenus en réalisant une moyenne simple des 1000 échantillons.

Incertitude de mesure δ_g

La mesure de δ_g est indirectement déduite du profil de vitesse $U_g(z)$. La pente $\frac{dU_g}{dz}|_{\max}$ se mesure en alignant une droite, ligne continue figure 8.2, sur l'ensemble des points du profil, motif o par exemple. Pour construire la droite, nous utilisons simplement deux points sélectionnés sur le profil. Cette méthode donne des résultats identique à l'utilisation d'une courbe de tendance. L'incertitude de mesure sur δ_g peut se ramener à :

$$\frac{\Delta\delta_g}{\delta_g} = \frac{\Delta\max(U_g)}{\max(U_g)} + \frac{\Delta z}{z} + \frac{\Delta U_g(z1) - \Delta U_g(z2)}{U_g(z1) - U_g(z2)} \quad (8.4)$$

$z1$ et $z2$ sont les points sélectionnés pour mesurer la pente maximale du profil. Cette incertitude vaut en moyenne 10% et diminue avec la vitesse gaz. L'incertitude $\frac{\Delta z}{z}$ est négligeable devant les autres termes si les précautions de rattrapage de jeu du micromètre sont correctement effectuées. Elles sont visualisées par une barre d'erreur sur la figure 2.6(a).

Répétabilité de δ_g

Le tableau 8.1 consigne le résultat de six mesures successives de δ_g réalisées dans un intervalle de temps très court, pour les trois méthodes d'étalonnage. Nous choisissons une vitesse gaz $U_g = 20 \text{ m/s}$ car elle garantit un grand δ_g . Pour les quatre premiers points de mesure, le point de fonctionnement est exactement le même car aucun réglage de vitesse n'est effectué et le fil garde la même position de départ. La vitesse gaz, déduite du Pitot en début de mesure, est donnée à titre indicatif et reste inférieure à la fluctuation de U_g étudiée en section 2.3.2. Les deux derniers points prennent en compte une remise à zéro de la manette de réglage de la vitesse gaz entre chaque mesure. Sur ces points, la répétabilité de mise en place du point de fonctionnement injecteur est prise en compte. Pour un étalonnage donné, et sans réglage du point de fonctionnement, nous obtenons respectivement des écarts de mesure maximum de 15%, 31% et 33%. Avec la réinitialisation du point de fonctionnement,

visualisé par les deux dernières lignes du tableau 8.1, ces écarts montent à 33%, 47% et 53%. La première technique d'étalonnage, qui est la technique la plus fidèle d'un point de vue physique, donne des résultats plus reproductibles. La figure 8.2 est un exemple de mesure de profil, qui correspond à une ligne du tableau 8.1. Chaque symbole représente une loi d'étalonnage différente. En abscisse, nous

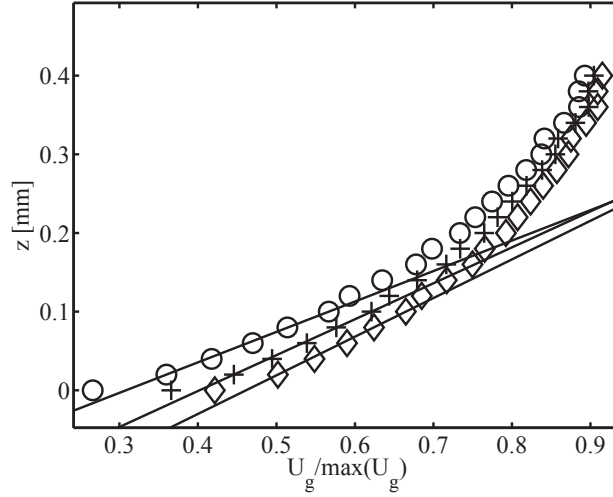


FIGURE 8.2 – Influence du type d'étalonnage sur la mesure de δ_{g_0} à $U_g = 20 \text{ m/s}$. o : Etalonnage $n = 1/2$, $\delta = 0,39 \text{ mm}$, + : Etalonnage n variable, $\delta = 0,46 \text{ mm}$, \diamond : Etalonnage en polynôme, $\delta = 0,49 \text{ mm}$. Configuration $N^\circ 2$ et 3.

avons la vitesse mesurée adimensionnée par la vitesse maximale. Cette vitesse maximale correspond toujours à $U_g(z = H_l/2)$. En ordonnée, nous avons un décalage spatial vertical z . Le zéro de chacun de ces profils $U_g(z)$ ne correspond pas forcément à la position du couteau. La valeur de δ est pratiquement déterminée par les premiers points du profil de vitesse où la valeur absolue en vitesse est largement dans la plage inférieure de l'étalonnage, soit précisément entre les deux premiers points. Une amélioration possible de cette mesure serait de recentrer l'étalonnage du fil sur les faibles vitesses mais, dans ce cas, nous perdriions l'information sur le comportement général du fil. Pour la suite, nous postulons que la répétabilité de 30% de la mesure est transposable aux vitesses gaz plus grandes.

Evolution de δ_g dans le sens de l'écoulement

Nous contrôlons ici comment δ_g évolue spatialement dans le sens de l'écoulement dans une zone proche du couteau. La figure 8.3 donne pour une vitesse $U_g = 20 \text{ m/s}$ les profils de vitesse en aval du couteau jusqu'à 5 mm . La série \square concerne une mesure légèrement en amont de la côte $x = 0$ au niveau du couteau. Jusqu'à 2 mm en aval (profil +), δ_g conserve la même valeur de $0,44 \pm 10\%$. Plus en aval, la couche de mélange entre air mouvant et air au repos se développe et δ_g augmente, les mesures étant réalisées sans eau. Cette série nous permet de contrôler que la position longitudinale du fil chaud n'est pas un élément critique de la mesure. Nous connaissons avec une incertitude inférieure à $0,5 \text{ mm}$ cette position par le calage vidéo.

Evolution de δ_g pour $U_g = 20 \text{ m/s}$ suivant le montage

Un autre aspect à prendre en compte est le montage et démontage de la veine gazeuse lors des essais. Les joints d'étanchéités peuvent légèrement varier en hauteur, mais c'est la position du poreux qui est susceptible d'affecter le plus le profil gaz. Nous avons artificiellement testé six cas pour lesquelles δ_g est mesuré dans le gaz (tableau 8.2). Entre chaque point de mesure, nous réalisons un étalonnage complet du fil. Cette série de mesure est réalisée sur la configuration $N^\circ 2$. δ_g reste dans la limite de répétabilité étudiée précédemment en dessous de 30%. Le premier cas correspond à une absence de poreux. Les cas 2, 3, 4 testent un mauvais positionnement du poreux et les deux derniers cas testent

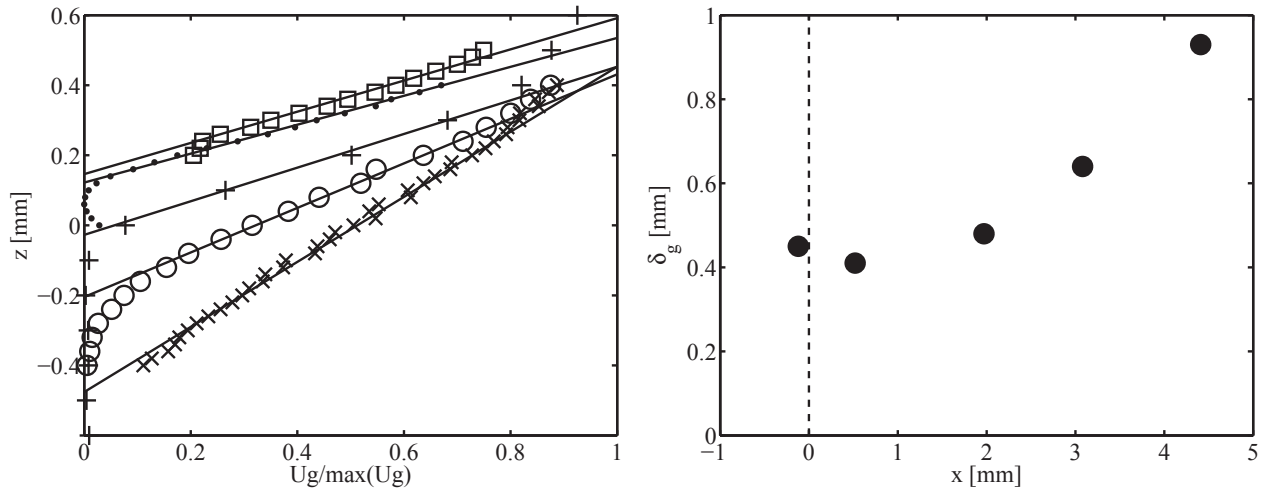


FIGURE 8.3 – Influence de la position longitudinale du fil chaud sur la mesure de δ_g à $U_g = 20 \text{ m/s}$. Profil à gauche et δ_g en fonction de x à droite. \square : $x = -0,12 \text{ mm}$ $\delta = 0,45 \text{ mm}$, \bullet : $x = 0,52 \text{ mm}$ $\delta = 0,41 \text{ mm}$, $+$: $x = 1,97 \text{ mm}$ $\delta = 0,48 \text{ mm}$, \circ : $x = 3,08 \text{ mm}$ $\delta = 0,64 \text{ mm}$, \times : $x = 4,41 \text{ mm}$ $\delta = 0,93 \text{ mm}$. Configuration N°2 et 3.

Cas	U_g	δ	δ_{theo}	δ/δ_{theo}
1	20.28	0.41	0.50	0.81
2	20.38	0.37	0.50	0.73
3	20.34	0.35	0.50	0.69
4	22.04	0.37	0.48	0.76
5	20.33	0.44	0.52	0.83
6	20.02	0.35	0.53	0.65
moyenne		0.38	0.50	0.74

TABLE 8.2 – Influence du montage/démontage de la veine gazeuse sur la mesure de δ_g

une jointure plus épaisse de 0.5 mm . Bien que le montage ait une influence inférieure à notre capacité de mesure, il est intéressant de remarquer que le poreux joue peu sur l'épaisseur de vorticité. Le poreux doit jouer principalement sur le filtrage des turbulences mais une analyse du contenu spectral du vecteur vitesse nous permettrait de valider sa fonction.

A.6 Résultats sur la qualité de mesure au fil chaud

Nous gardons les barres d'erreurs suivantes pour les mesures au fils chaud :

- Incertitude de mesure sur un point : $5,7\%$
- Répétabilité de mesure de δ_g sans remise à zéro : 15%
- Répétabilité de mesure de δ_g avec remise à zéro : 30%

B Précision sur la stabilité temporelle et spatiale des points de fonctionnement

L'objectif de cette annexe est de vérifier la qualité de mesure des fréquences de l'instabilité de cisaillement en terme de puissance spectrale et en fonction de la position de mesure et de la stabilité dans le temps.

B.1 Qualité des spectres

La méthode d'obtention des spectrographes liés à l'instabilité de cisaillement est décrite section 3.3.2. Nous utilisons la plupart du temps un paramètre N_{dec} égal à 10 pour des signaux dont la durée garantissent le passage d'environ 1000 périodes pour chaque point. Le rapport bruit sur signal dépend fortement du point de fonctionnement étudié. Nous distinguons deux types de spectre. Le type dit *piqué* illustré figure 8.4(b) et le type dit *bruité* figure 8.4(a). Ces deux figures sont réalisées dans exactement la même condition expérimentale. Ces deux types de spectre se différencient d'une part,

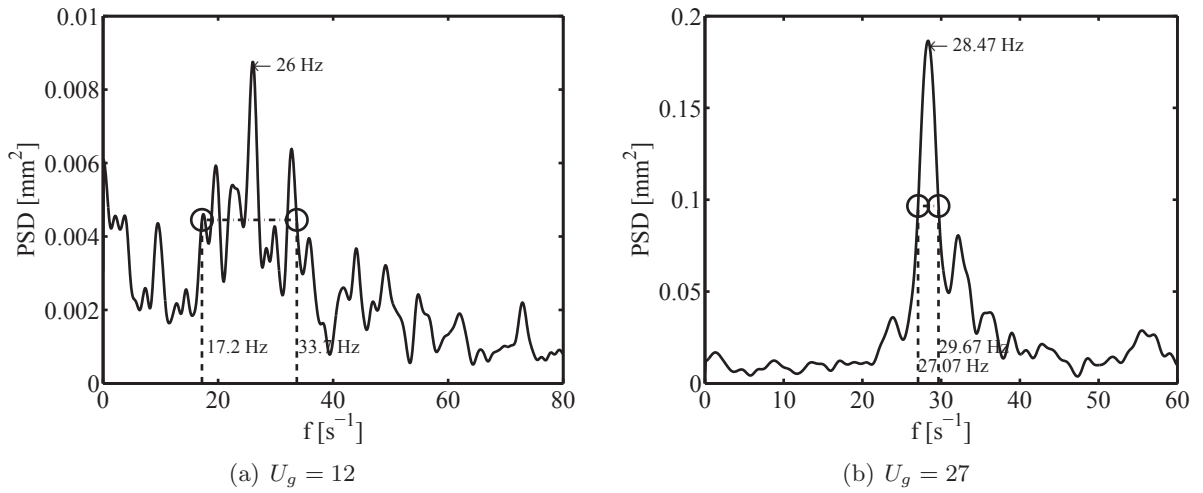


FIGURE 8.4 – Illustration d'un spectre en fréquence pour $U_g = 12$ m/s et $U_g = 27$ m/s. Le signal est découpé en 10 morceaux, $N_{dec} = 10$.

par leur aspect global et, d'autre part, par leur puissance spectrale. Les lignes en pointillé représentent la largeur du pic principal à une hauteur à 50% de sa puissance. Plus le spectre est dit bruité et plus cette largeur est grande. Si nous comparons les figures 8.4(b) et 8.4(a), on remarque que ces largeurs à 50% sont respectivement de 2,60 Hz et 16,5 Hz, soit des écarts relatifs par rapport au pic principal de 9% dans un cas contre 63% dans le cas *bruité*. Les puissances spectrales ne sont pas du même ordre de grandeur puisque leurs valeurs sont différentes d'une décade. Cependant, dans un cas comme dans l'autre, il est facile de distinguer le pic principal représentatif de la fréquence f_{mes} la plus amplifiée. Les barres d'erreur en fréquence sont données par cette largeur à 50%.

B.2 Puissance spectrale en fonction de U_g et U_l

La qualité des spectres dépend de la puissance spectrale du pic principal PSD_{max} . Bien que cette puissance dépende des conditions opératoires non contrôlées (position exacte de la caméra, luminosité), nous vérifions ici comment elle évolue en fonction des paramètres U_l et U_g . La figure 8.5 de gauche, réalisée sur la configuration expérimentale initiale $N^\circ 1$, donne sur une échelle logarithmique PSD_{max} en fonction de U_l pour des séries de U_g . Nous observons sur toutes les séries un maximum suivis d'une décroissance. Plus U_l augmente et plus PSD_{max} diminue. Nous remarquons aussi que les séries s'ordonnent de bas en haut. Le plus faible $U_g = 12$ m/s série ● présente des PSD_{max} les plus grands en comparaison de la série ■ à $U_g = 27$ m/s. La figure 8.5 de droite, réalisée sur la configuration

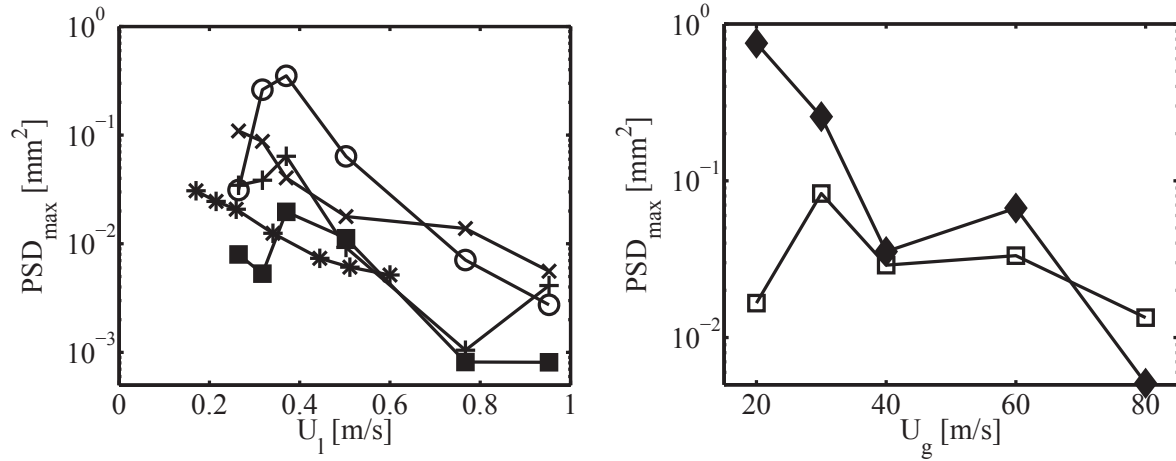


FIGURE 8.5 – Puissance spectrale PSD_{max} en fonction de U_g à droite et en fonction de U_l à gauche. Série **A** et **B** : $\circ : U_g = 12$, $\times : U_g = 17$, $+: U_g = 22$, $\blacksquare : U_g = 27$, $* : M = 16$. Série **D** : $\blacklozenge : U_l = 0.3$, $\square : U_l = 1$

expérimentale $N^\circ 3$, montre la même chose en fonction de U_g pour des séries de U_l . On constate la même tendance que précédemment, plus U_g augmente et plus PSD_{max} diminue. Les deux paramètres influencent la puissance spectrale maximale. Il semblerait au premier abord que l'augmentation de U_l pour un U_g fixe diminue l'amplitude des vagues et diminue en conséquence PSD_{max} . Par contre, d'après l'analyse de stabilité, le taux de croissance de l'instabilité augmente avec U_g donc la puissance spectrale devrait aussi augmenter, ce qui n'est pas constaté expérimentalement. La décroissance de PSD_{max} avec U_g peut s'expliquer par l'apparition de plus en plus précoce de l'atomisation, ce qui détériore la qualité de l'interface capturé. Cette décroissance serait principalement due à l'acquisition expérimentale. La figure 8.6 montre PSD_{max} pour toutes les séries en fonction de M . Cette figure

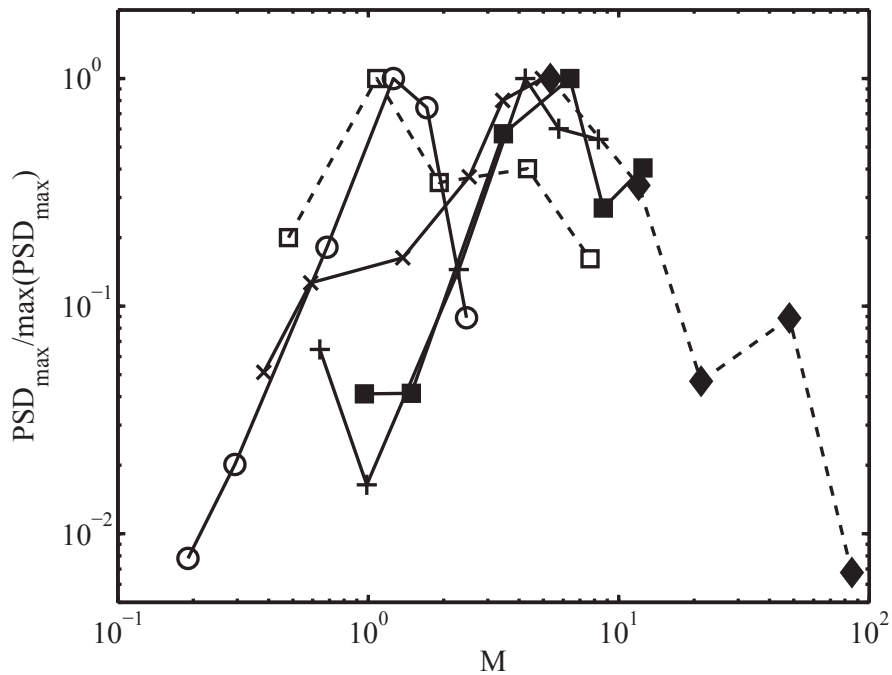


FIGURE 8.6 – Puissance spectrale PSD_{max} en fonction de M . Même légende que les figures 8.5.

montre que chaque série a le même comportement général. PSD_{max} augmente en fonction de M

jusqu'à un maximum, puis diminue pour les très forts M . La transition, ainsi que la valeur absolue, dépend des conditions opératoires, mais se situe souvent en milieu de série.

B.3 Position de mesure et puissance spectrale

Avec la méthode LIF, il est possible d'obtenir simultanément f_{mes} sur toutes les positions en aval de l'injection. Un point intéressant est donc de vérifier s'il y a une variation de f_{mes} selon la direction de l'écoulement \vec{x} . Nous observons aussi comment la puissance spectrale évolue en fonction de la position sur \vec{x} . La figure 8.7 montre les spectres de fréquence obtenus pour l'ensemble de l'écoulement. Sur l'axe

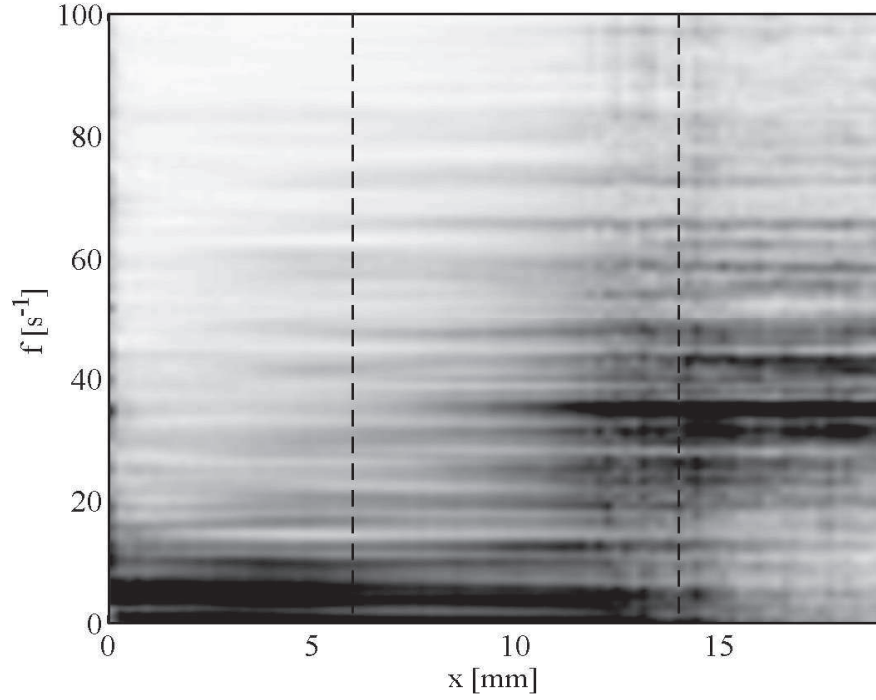


FIGURE 8.7 – Diagramme de fréquence en fonction de la position x pour $U_g = 12 \text{ m/s}$ et $U_l = 0.74 \text{ m/s}$. Le niveau de gris représente la puissance spectrale adimensionnée par la puissance maximale de chaque ligne. $N_{dec} = 10$

des abscisses est tracé la position en aval de l'injection suivant l'axe x . En ordonnée, nous repérons l'ensemble du spectre des fréquences entre 0 et 100 Hz . L'intensité de gris représente la puissance spectrale en $\text{pixel}^2 \cdot \text{s}$ adimensionnée par la puissance maximale de chaque ligne, ce qui permet de faire ressortir la fréquence prépondérante par rapport au bruit. L'écoulement est filmé sur une fenêtre optique large d'une vingtaine de mm , ce qui reste inférieur à la longueur d'onde théorique λ_L égale, pour ces conditions, à 29,5 mm selon le modèle asymptotique en déficit de vitesse. Sur les vidéos, nous ne pouvons visualiser deux vagues simultanément. Plus le niveau de gris se rapproche du noir et plus la fréquence associée se distingue dans le spectre.

La figure 8.7 est tracée pour un point de fonctionnement à faible M avec $U_g = 12$ et $U_l = 0,76 \text{ m/s}$. A l'injection, et particulièrement pour un faible M , l'amplitude des vagues n'est pas suffisamment importante pour faire ressortir une fréquence. Il en ressort que le pic recherché est au même niveau de puissance que le bruit de très basse fréquence. Ce bruit basse fréquence, zone noire en bas à gauche du graphique, est prépondérant jusqu'à $x = 10 \text{ mm}$, dans ce cas. Cette distance est largement inférieure à la longueur d'onde théorique λ_L . Au delà de cette distance, l'amplitude des vagues devient suffisamment grande pour faire ressortir une fréquence prépondérante dans le spectre. Le même graphique tracé sans adimensionner la puissance spectrale fait apparaître clairement la fréquence la plus amplifiée vers $x = 16 \text{ mm}$.

La figure 8.8 montre deux exemples de spectre pour les positions $x = 6$ et $x = 14$ mm repéré en pointillé sur la figure 8.7.

Bien que la fenêtre optique soit réduite, on constate que la fréquence la plus amplifiée reste inchangée

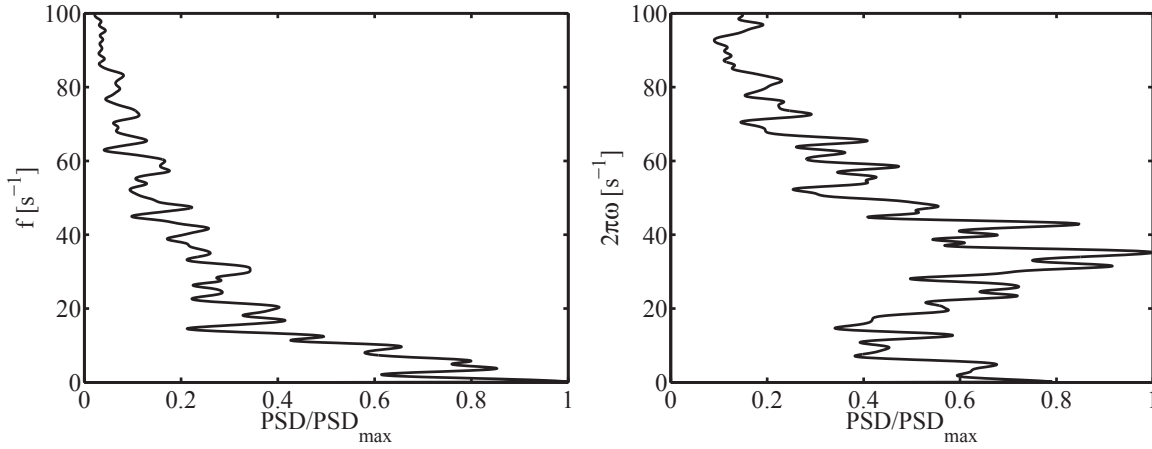


FIGURE 8.8 – Spectre de fréquence à la position $x = 6$ mm à gauche et $x = 14$ mm à droite. $U_g = 12$ m/s et $U_l = 0.76$ m/s, $N_{dec} = 10$

le long de l'écoulement après la position $x = 10$ mm. Le point de fonctionnement choisi donne un M égal à 0,3. Ce faible M est dans la limite des possibilités expérimentales et la vitesse $U_g = 12$ m/s est proche de la limite de stabilité. On peut donc se demander si cette constance spatiale de f_{mes} est toujours vraie pour un U_g et un M plus grands. Pour vérifier, nous traçons la figure 8.9, à $U_g = 20$ m/s et $M = 0,8$. Dans ce cas $\lambda_L = 31$ mm. nous choisissons ces paramètres d'injection pour obtenir un optimum entre qualité des spectres et minimum de taux de croissance afin d'obtenir un développement spatial maximal. Sur cette figure, trois films différents sont réalisés. Entre chaque film, la fenêtre optique est déplacée de quelques mm en aval pour couvrir un champ plus large. Les fenêtres optiques sont matérialisées par les traits verticaux de changement de niveau de gris. Ces changements sont imputables à la différence de bruit de fond entre chaque prise de vue. Nous parvenons au même constat que précédemment, f_{mes} suivant la direction x . Ici le bruit dans les basses fréquences, au début de l'injection, n'introduit pas de confusion possible de pic. La puissance maximale de f_{mes} s'obtient à une distance de 40 mm, distance équivalente à λ_L . A cette distance, l'atomisation commence à déformer grandement les vagues et la méthode *Lif* devient moins précise puisque l'interface est vraiment déformée. Le bruit reprend une puissance importante dans le spectre et la mesure devient complexe. Cependant, on remarque que même à une distance très en aval de 100 mm, f_{mes} est toujours lisible. On déduit de cette étude que f_{mes} est globalement indépendante de \bar{x} , et que l'optimum de puissance spectrale se situe dans une zone du même ordre de grandeur que la longueur d'onde. Ce comportement est différent de celui observé par Fuster et al 2009 [47], sur leurs simulations numériques d'une configuration proche de la notre. Dans leurs simulations, la fréquence décroît avec la distance aval.

B.4 Stabilité temporelle

Sur la même idée que le paragraphe précédent nous contrôlons si l'injecteur ne génère pas une dérive de f_{mes} au cours du temps. Nous réalisons donc une acquisition longue de 160 s pour deux points de fonctionnement, un à $M = 35$ et un autre pour $M = 0.5$ la vitesse gaz étant identique dans les deux cas et égale à 20 m/s. Pour ces deux points extrêmes la durée d'acquisition permet l'enregistrement respectivement de 300000 périodes dans un cas et de 16000 dans l'autre cas. La durée d'acquisition est la durée maximale autorisée par la caméra si nous voulons conserver une fréquence d'acquisition suffisante malgré une fenêtre graphique réduite au minimum. Nous réalisons un diagramme temps fréquence, figure 8.10, du signal de l'interface avec la fonction *spectrogram* de

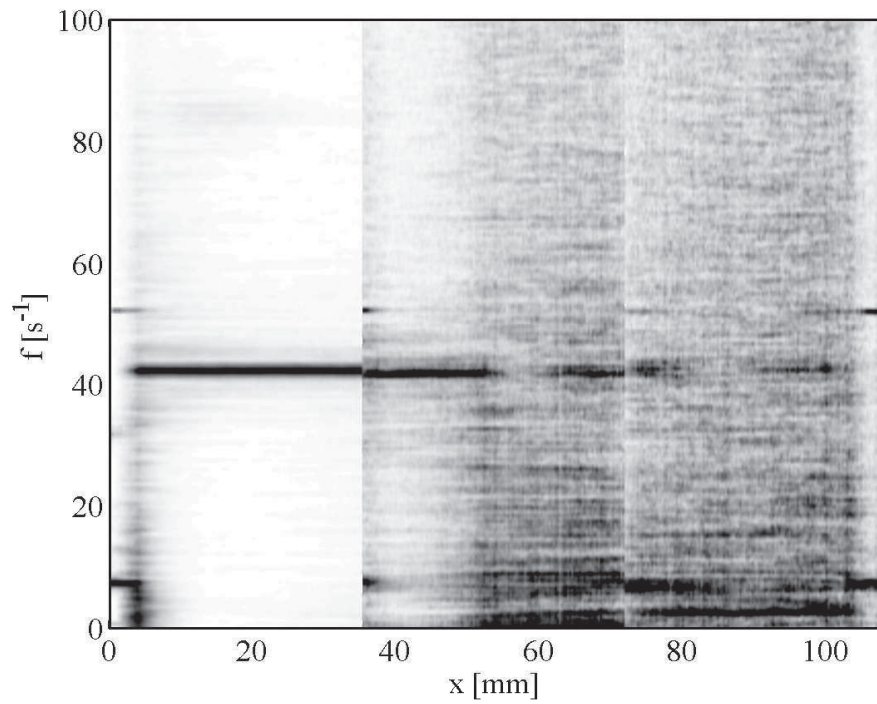


FIGURE 8.9 – Diagramme de fréquence en fonction de la position x pour $U_g = 20 \text{ m/s}$ et $U_l = 0.74 \text{ m/s}$. Le niveau de gris représente la puissance spectrale adimensionnée par la puissance maximale de chaque ligne. $N_{dec} = 10$

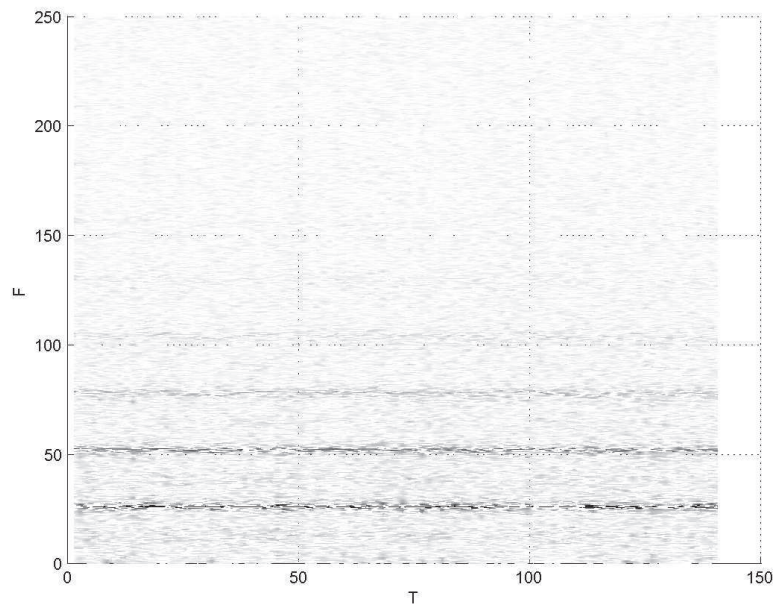


FIGURE 8.10 – Périodogramme d'une durée de 140 s pour $U_g = 20 \text{ m/s}$ et $U_l = 0.9 \text{ m/s}$

Matlab. La fonction utilise les mêmes paramètres et variables d'entrée que la fonction *pwelch* que nous utilisons pour nos spectrographes courants. Dans cette étude, nous réduisons autant que possible le fenêtrage (sans altérer la qualité du spectre) pour mettre en avant au maximum les changements potentiels de régimes rapides. La figure 8.10 est réalisée pour un M très fort pour lequel la vitesse

liquide est faible. Sur l'axe des abscisses, le temps est exprimé en seconde, sur l'ordonnée les fréquences sont en Hz (dans la limite de $250\ Hz$) et l'intensité de gris représente la puissance spectrale en $pix^2.s$. Dans ce cas, en traçant le spectre de fréquence classique sur un temps court, nous remarquons que le spectre est de type *piqué* avec une grande puissance spectrale, un bon rapport d'aspect et la présence des harmoniques du pic principal. Ces pics apparaissent sur la figure 8.10 sous la forme des bandes noires à 27.5 , 55 , 82.5 et $110\ Hz$. La première bande est la fréquence principale. Sur l'ensemble du temps d'acquisition, nous ne notons aucune variation significative de f_{mes} .

Le deuxième point de fonctionnement présente plus de difficulté. Le rapport bruit sur signal étant très grand, le spectre est de type *bruité* dans ces conditions. Pour contrôler tout de même la stabilité temporelle de ce point, nous réalisons des spectrographes classiques à intervalle régulier le long du signal. Avec un fort paramètre de moyennage, nous obtenons une fréquence stable dans le temps avec des écarts relatifs de 10% au maximum entre les spectres.

Nous pouvons considérer que, sur un point de fonctionnement à faible M , le paquet moyen de fréquence reste stable dans le temps mais, en regardant plus précisément l'aspect des spectres, il est possible de repérer des variations plus grandes.

B.5 Conclusion sur la qualité des mesures en fréquence

- La puissance spectrale PSD_{max} augmente avec M .
- Il n'y a pas de changement de fréquence en aval de l'écoulement.
- Il n'y a pas de changement de fréquence dans le temps.

C Influence du convergent liquide sur f_{mes}

Nous cherchons ici à vérifier si un changement de convergent liquide peut modifier le comportement de la fréquence de l'instabilité de cisaillement. Le changement de convergent liquide influe sur δ_l . Au cours de cette expérience, nous gardons exactement la même configuration de la veine gazeuse. Sur la configuration $N^\circ 2$ il est possible de monter des convergents de géométries diverses. Chaque convergent nous garantit un δ_l différent. En faisant l'analogie avec la veine gazeuse, nous savons que δ_l doit diminuer avec U_l . La figure 8.11 montre pour deux vitesses gaz $U_g = 17$ et $U_g = 27$ m/s comment évolue la fréquence mesurée en fonction de U_l . Pour chaque série, nous avons $H_l = 10$ mm. Les points de fonctionnement utilisés sont ceux de la série **A** du chapitre 3. La série \blacksquare correspond au convergent

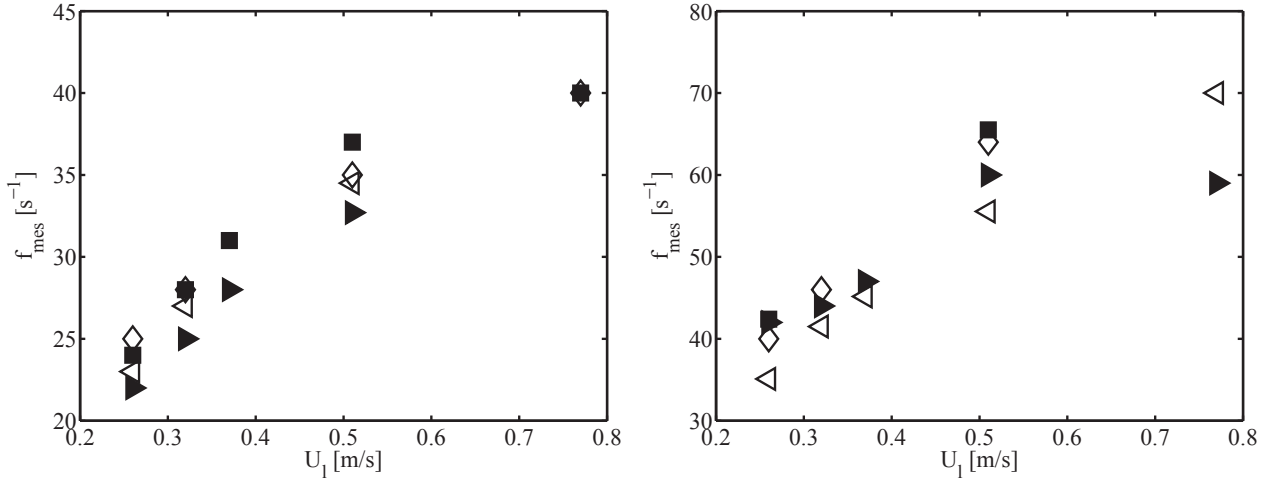


FIGURE 8.11 – f_{mes} en fonction de U_l pour plusieurs configurations du canal liquide. Configuration du banc $N^\circ 2$ à $H_l = 10$ mm. A gauche $U_g = 17$ m/s et à droite $U_g = 27$ m/s. \triangleright : Convergent liquide $N^\circ 1$, \blacksquare : Convergent liquide $N^\circ 2$, \diamond : Convergent liquide $N^\circ 2'$, \blacktriangleleft : Convergent liquide $N^\circ 3$

liquide $N^\circ 2$ avec un rapport de convergence très faible. La série \diamond est réalisée avec le même canal liquide où le rapport de convergence est augmenté, mais où la surface de la partie convergente présente des défauts mineurs. La série \triangleright correspond au canal liquide initial avec un convergent identique au convergent gaz. La dernière série \blacktriangleleft correspond aux données sur le troisième canal liquide, convergent liquide $N^\circ 3$, qui suit une courbe polynomiale et le rapport de convergence est de 5. Comme pour la figure 3.22, nous observons les mêmes évolutions de f_{mes} en fonction de U_l . Pour chaque U_l , les écarts relatifs de fréquence sont au maximum de 20%, ce qui reste imputable à l'incertitude et à la répétabilité de mesure. Il n'y a pas de changement de comportement lié à la nature de δ_l puisque la série \blacksquare , susceptible de générer un δ_l important et turbulent, s'aligne correctement avec les autres valeurs bien que légèrement en dessus.

Suite aux changements de convergents liquides, nous n'avons pas constaté de changement de comportement de f_{mes} .

D Étude des performances de mesure en granulométrie

Dans cette annexe, nous présentons une étude spécifique sur la qualité de mesure du flux volumique par le système de sonde optique. Nous construisons un banc d'essai spécifique dont l'objectif est de comparer directement des mesures de flux volumiques obtenus par la sonde avec le débit total injecté. Le flux en volume de la phase dispersée est une donnée expérimentale essentielle à la compréhension des mécanismes de l'atomisation assistée.

D.1 Conception d'un spray Contrôlé

Nous cherchons un système qui répond aux caractéristiques suivantes :

- Les paramètres de fonctionnement doivent se contrôler sans instrumentations complexes. Nous utilisons un manomètre de Fortier pour les mesures de vitesse gaz. Ce système a l'avantage d'être fiable et son erreur de mesure est parfaitement maîtrisée.
- Le mélange doit être homogène.
- Nous devons explorer une large gamme de vitesse gaz.
- Le spray injecté doit pouvoir garder ses caractéristiques au cours du temps.

Principe et fonctionnement du Banc

Deux caractéristiques sont dès le départ en opposition. Si nous voulons une grande homogénéité du spray, nous devons agrandir au maximum la dimension caractéristique du système. En revanche, plus le système sera ouvert et grand, et moins nous pourrions explorer les grandes vitesses gaz avec notre turbosoufflante. Nous faisons donc le choix de confiner un spray dans un tube de plexiglass de diamètre 60 mm et de longueur variable. Nous perdons l'homogénéité au profit de la vitesse gaz qui peut ainsi atteindre 40 m/s. Nous avons dans un premier temps testé une configuration horizontale, mais celle-ci maximise les dépôts de liquide sur les parois notamment lorsque les injecteurs sont placés radialement. La configuration illustrée figure 8.12 correspond au montage final utilisé par la suite. Pour générer le courant gazeux de mélange du spray, nous utilisons le même appareillage que

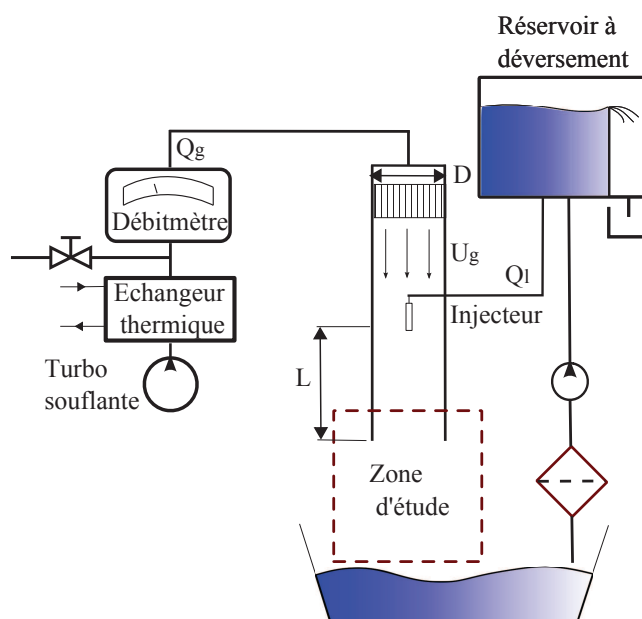


FIGURE 8.12 – Architecture du banc d'essai vertical de mesure de flux de goutte

pour notre expérimentation principale soit une turbosoufflante associée à un échangeur thermique.

La régulation de la température de l'air à ici un effet primordial puisque nous cherchons à générer une granulométrie très fine dont l'évaporation non contrôlée pourrait modifier le diamètre moyen des gouttes. La vapeur d'eau peut aussi modifier l'indice optique de l'air et donc les réglages sonde. L'air qui rentre dans le tube est laminarisé par un nid d'abeille avant de rencontrer l'injecteur qui crée le spray à mélanger. La pièce support de l'injecteur a fait l'objet d'une conception particulière afin de garantir la symétrie radiale de l'écoulement et de réduire sa trainée induite. La longueur L du tube est ajustée pour limiter au maximum le dépôt de liquide sur les parois tout en garantissant un mélange le plus homogène possible. Les dépôts étant inévitables, un système de récupération de cette partie liquide est utilisé pour quantifier le débit massique du dépôt suivant les conditions d'injections et L . Pour garantir la tenue temporelle du spray (et pour faciliter les mesures sondes), le liquide injecté est de l'eau distillée qui tourne en circuit fermé.

Pour finir nous contrôlons, par des mesures de fluctuation de vitesse au fil chaud, la turbulence dans la colonne. Le taux de turbulence ne dépasse pas 15% au centre de l'écoulement.

Choix de l'injecteur

Le choix de l'injecteur est une étape critique de la conception. Initialement nous voulions utiliser un générateur de goutte monodisperse pour contrôler strictement la granulométrie d'entrée du système. Ce type d'instrument a un coût d'achat trop élevé et les débits qu'il est capable de fournir restent faibles. Nous avons donc testé une large gamme d'injecteur commerciaux. Tout d'abord, des injecteurs alimentés par une pompe à turbine classique à moyenne pression. Les injecteurs à nappe placés radialement à l'écoulement donnent trop de dépôt liquide, le flux gazeux n'ayant pas assez de vitesse pour atomiser le spray. Les injecteurs à cône creux ont généralement un angle d'ouverture trop grand et nous retombons dans la configuration précédente. Nous regardons ensuite des injecteurs à haute pression utilisés dans des brumisateurs publics. Ces injecteurs sont alimentés par une pompe haute pression à 80 *bar*. Cette forte pression doit garantir une granulométrie stable dans le temps puisque la perte de charge lié à chaque injecteur est négligeable devant la pression de service. Il s'est avéré que la stabilité temporelle de ces injecteurs est très mauvaise et nous sommes souvent obligés de régler leur pression d'alimentation. Pour finir, nous avons testé un injecteur à succion. Il présente l'avantage d'avoir l'angle d'éjection le plus petit que nous avons trouvé. Cet injecteur fonctionne sans pompe ce qui élimine certain problème de réglage du point de fonctionnement et augmente la répétabilité des mesures. Suite à des mesures de test, il s'est avéré que le diamètre moyen est bien en dessous des données constructeur et que le spray présente une distribution très centrée sur des petites tailles. Ce spray n'est donc pas idéal pour contrôler de gros flux volumiques.

Suite à ces investigations, aucun injecteur du commerce ne répond à nos besoins spécifiques. Nous modifions donc le problème technique en enlevant la partie injection sous pression et en la remplaçant par un simple tube de petit diamètre alimenté par un réservoir à débordement. La création du spray est donc générée par la déstabilisation du liquide par le gaz, comme sur le banc d'atomisation coaxial. Le tube d'injection est alésé pour garantir l'état de surface interne et son alignement avec le tube est garanti par des surface de centrage.

Avec ce système, nous avons une très bonne répétabilité du point de fonctionnement mais nous avons complètement perdu l'homogénéité. Pour palier ce problème, nous effectuerons des mesures locales de flux tout au long du rayon du tube. En intégrant les flux locaux, nous devrions retrouver le débit liquide injecté.

D.2 Méthode de prélèvement de fraction liquide isocinétique

Comme nous ne pouvons pas obtenir un spray homogène facilement, nous allons chercher à évaluer le flux volumique local dans l'écoulement avec une méthode de prélèvement isocinétique. Cette méthode consiste à détourner une partie du spray vers un réservoir de mesure pendant un intervalle de temps chronométré. Le volume de fluide détourné est déduit par pesée. Le détournement

de fluide se fait par un simple tuyau. Par son aspect minimaliste cette méthode paraît suffisamment robuste et fiable pour faire des comparaisons avec d'autres moyens expérimentaux.

Booker et al. [16] réalisent une synthèse des études menées sur ce type de mesure. Plusieurs points sont à prendre en considération pour la fabrication d'un échantillonneur efficace :

- Les formes doivent limiter la déposition sur les parois du tube pour ne pas changer la perte de charge dans celui-ci.
- Si l'écoulement est horizontal, il est nécessaire d'appliquer un correctif sur le flux mesuré basé sur le nombre de Froude
- La surpression à l'entrée du tube, qui correspond à la perte de charge de l'ensemble du système de prélèvement, doit être prise en considération.

Si la surpression à l'entrée du tube n'est pas compensée, les lignes de courant du gaz sont déviées de part et d'autre du tube de prélèvement qui devient alors un obstacle dans l'écoulement. Les gouttes entraînées par le gaz se verront déviées par l'obstacle puisque leur nombre de Stokes, dans le cas le plus favorable est supérieur à 1000. Le cas le plus favorable, correspond à des gouttes du plus petit diamètre mesurables par la sonde, soit $10\ \mu\text{m}$, pour la plus petite vitesse gaz $U_g = 20\ \text{m/s}$ en considérant que les gouttes sont pleinement entraînées jusqu'à U_g . Le Stokes représente le rapport entre l'énergie cinétique de la particule et l'énergie dissipée par frottement avec le fluide qui la transporte. Il peut aussi être vu dans notre cas comme le rapport entre la distance d'arrêt de la particule et la longueur caractéristique de l'obstacle. Il faut donc compenser la surpression par un système d'aspiration en veillant à ne pas modifier les lignes de courant vers l'extérieur en aspirant un trop fort débit. Pour cela nous utilisons le système illustré figure 8.13. Le diamètre fait l'objet d'un compromis entre fiabilité

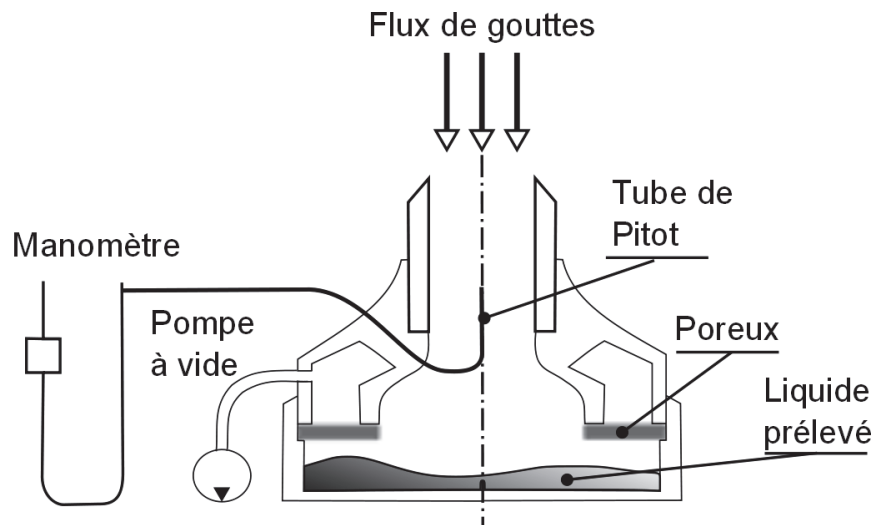


FIGURE 8.13 – Coupe transversale de l'échantillonneur diphasique isocinétique.

de la mesure et une perte de résolution spatiale. Plus le tube est large et plus la mesure est précise car les volumes pesés sont grands. En revanche, plus le tube est large et moins nous mesurons un flux volumique local. Nous fixons ce diamètre à $10\ \text{mm}$. Le tube est le plus court possible pour limiter les dépôts latéraux et la forme du bocal de réception prend rapidement une forme évasée. Pour éviter l'aspiration de goutte, un poreux est positionné entre l'entrée d'aspiration et le récipient. Nous réalisons la pesée sur l'ensemble liquide, poreux et récipient. L'aspiration est effectuée par une pompe à vide de grande capacité. Pour régler le débit d'aspiration, nous mesurons la surpression lors de la mise en marche de la turbosoufflante sans apport de liquide à l'aide du manomètre de Fortier. Cette surpression est ensuite annulée par l'aspiration en ramenant le manomètre à son niveau initial.

D.3 Mesure de flux volumique local

Pour trois points de fonctionnement différents, nous comparons les flux volumiques locaux de chacun des systèmes de mesure avec le débit total injecté. Les conditions d'injection sont choisies pour couvrir une gamme représentative de granulométrie que l'on peut observer sur le banc d'atomisation plan. Nous faisons varier la vitesse gaz de 20 m/s à 40 m/s. Pour limiter le dépôt liquide sur les bords et sachant que l'angle d'ouverture du spray diminue avec la vitesse liquide, nous ajustons le débit liquide entre chaque mesure : $Q_l = 30$ l/h, 40 l/h et 50 l/h. La figure 8.14 présentent le flux volumique J_L en fonction de la position radiale r . Les motifs \circ correspondent aux données obtenus par sonde optique et les données \bullet aux prélèvements isocinétiques. Les mesures de sondes optiques sont réalisées

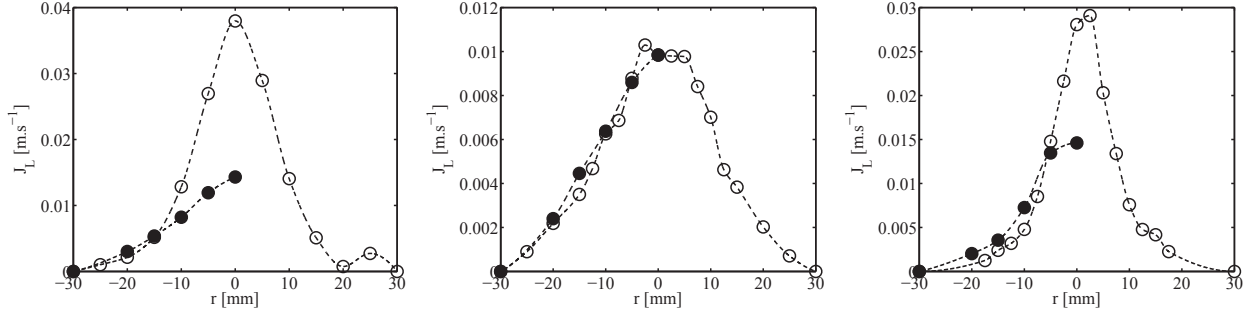


FIGURE 8.14 – Mesure des flux volumiques locaux de liquide en fonction de la position radiale pour trois conditions d'injection. De gauche à droite $U_g = 40$, $U_g = 30$ et $U_g = 20$. \circ : $J_L(\text{sonde})$, \bullet : $J_L(\text{prélèvement})$, ligne discontinue : interpolation

sur la totalité du diamètre afin de contrôler un éventuel décalage de mesure entre le début de mesure à $r = -30$ mm et la fin à $r = 30$ mm. Ce balayage montre que, dans les trois cas étudiés, nous avons une très bonne symétrie centrale du couple mesure/expérimentation même sur les bords où les flux deviennent faibles et où l'erreur de mesure grandit. Ce balayage montre aussi que le système de sonde optique est capable de capter des variations spatiales de J_L très fines. Nous observons que la variation spatiale de J_L est plus ou moins recentrée suivant les conditions d'injection. Si nous comparons aux données de prélèvement, nous obtenons un très bon accord pour $U_g = 20$ m/s et 30 m/s. Hormis pour le point central à $U_g = 20$ m/s, les deux systèmes de mesures donnent des flux très proches bien que la sonde obtient des valeurs légèrement en dessous du prélèvement. Cet accord est beaucoup moins pertinent à $U_g = 40$ m/s, où les J_L au centre de l'écoulement diffèrent de plus de 60%. Les différences de J_L local semblent commencer lorsque J_L passe le seuil d'environ 0,01 m/s. A partir de ce seuil, les données de sonde passent systématiquement au dessus des données du prélèvement. Nous voyons clairement ici un effet limitant dû à la mesure par prélèvement. Cet effet peut provenir de la dimension finie du réservoir qui modifie l'aspiration suivant le niveau de remplissage de la cuve.

D.4 Comparaison des débit volumiques totaux

Pour valider le système de mesure, nous voulons comparer le flux total injecté avec le flux total mesuré. Le flux total injecté est tout simplement le débit liquide Q_{inj} . Le flux total mesuré est ramené à un débit de sortie du système par une intégration des $J_L(r)$ suivant r . Il est important d'ajouter le débit liquide de dépôt sur les parois Q_{Dep} . Donc $Q_{sortie} = Q_{Dep} + \int_S J_L(r) dr$. L'intégration qui nous permet d'obtenir Q_{Sonde} ou Q_{Prel} est axisymétrique ce qui signifie que plus les mesures sont éloignées du centre et plus leur poids est important sur le débit total. Les données du centre où J_L est grand en revanche ont un faible poids. Notre résolution spatiale des mesures n'est pas linéaire et se dégrade sur les bords. Pour ne pas favoriser artificiellement les flux en périphérie, nous réalisons une interpolation polynomiale entre chaque points de mesure afin d'obtenir une loi $J_L(r)$ pour lisser les différences de résolution spatiale. Le tableau 8.3 fait la synthèse des comparaisons entre les différents débits. Tout d'abord le rapport entre débit injecté et débit déposé, à la troisième ligne du tableau

	$U_g = 20$	$U_g = 30$	$U_g = 40$
Q_{Inj} en L/h	30	40	50
Q_{Dep}/Q_{Inj}	0.14	0.23	0.14
$\frac{Q_{Inj}-Q_{Dep}}{Q_{Prel}}$	1.10	1.37	1.49
$\frac{Q_{Inj}-Q_{Dep}}{Q_{Sonde}}$	1.21	1.49	1.07
$\frac{Q_{Prel}}{Q_{Sonde}}$	1.10	1.08	0.70

TABLE 8.3 – Rapport entre débit mesuré en sortie et débit mesuré par la sonde optique et le système de prélèvement isocinétique

montre que le dépôt n'est pas équivalent dans les trois cas et présente un maximum de 0,23. La troisième ligne donne les performances du système de prélèvement. L'effet de saturation évoqué dans le paragraphe précédent ressort ici puisque l'écart augmente lorsque U_g augmente. Nous obtenons l'effet inverse pour la sonde puisque à faible vitesse gaz les écarts sont plus grands qu'à $U_g = 40$ m/s. Ici nous mettons en avant les problèmes de démoillage de sonde à faible vitesse gaz évoqués en section 7.2.2 qui augmentent les cordes moyennes. Nous connaissons avec une grande certitude les valeurs du débit injecté puisque nous utilisons une méthode de pesée pour le contrôler. En revanche, la mesure du débit de dépôt reste discutable puisque nous récoltons du liquide jusqu'à une épaisseur de 1 mm au delà des bords. Cette mesure est donc peut être surévaluée. L'ensemble des débits sondes et prélèvements donnent systématiquement des valeurs supérieures à celles attendues. Une réduction du débit prélevé en parois pourrait ajuster le résultat final. Ce constat est d'autant plus vrai que l'on trouve un bon accord entre Q_{Sonde} et Q_{Prel} puisque le rapport des deux est de 1,1 si nous excluons la mesure à $U_g = 40$ m/s où le prélèvement ne fonctionne manifestement pas correctement.

D.5 Conclusion sur la qualité de mesure de J_L

Suite à cette expérimentation, nous considérons pour les mesures une barre d'incertitude de mesure du flux par la sonde optique de 10%. De plus longues investigations avec des appareillages plus complexes sont nécessaires pour estimer une incertitude décorrélée sur les tailles ainsi que les vitesses de gouttes.

E Mesures de sondes optiques en conditions cryotechniques

Le moteur vulcain utilise des ergols cryotechniques. La plupart des expériences menées sur l'atomisation assistée sont réalisées avec des fluides de similitude. Malgré des résultats exprimés en nombres adimensionnels, il reste important de vérifier ces résultats dans des conditions fluides proches de la réalité applicative. Dans le cas des moteurs cryotechniques, les fluides utilisés ainsi que les conditions d'injections génèrent de grands Weber. Pour ces conditions cryotechniques, des expériences ont été réalisées sur le banc Mascotte de l'ONERA. Ces expérimentations ont permis de générer une base de données en granulométrie par diffraction laser. Pour aller plus en avant et pour valider toutes les lois d'échelles que nous connaissons, il est primordial de construire un banc expérimental adapté à ces conditions, fonctionnant en circuit fermé, autorisant des campagnes de mesure longues, complètes et peu onéreuses. Ce banc expérimental doit autoriser une visualisation des instabilités de cisaillement et large échelle de flapping ainsi que des mesures granulométriques en sonde optique.

Nous ne connaissons pas le comportement d'une sonde optique dans les basses températures. Nous avons réalisé des essais de qualification des sondes au service basse température du CEA pour vérifier la faisabilité de ces mesures. Le principe de l'expérience est simple : elle consiste à faire tomber un train de gouttes d'azote liquide, puis d'eau sur une sonde. Les gouttes ne sont pas calibrées mais filmées par caméra haute cadence afin de connaître leur vitesse et leur taille.

Les figures 8.15(a) et 8.15(b) montrent la différence entre le signal de sonde obtenus dans l'eau et le signal dans l'azote. Le signal obtenu avec l'azote est clairement plus stable dans la partie supérieure

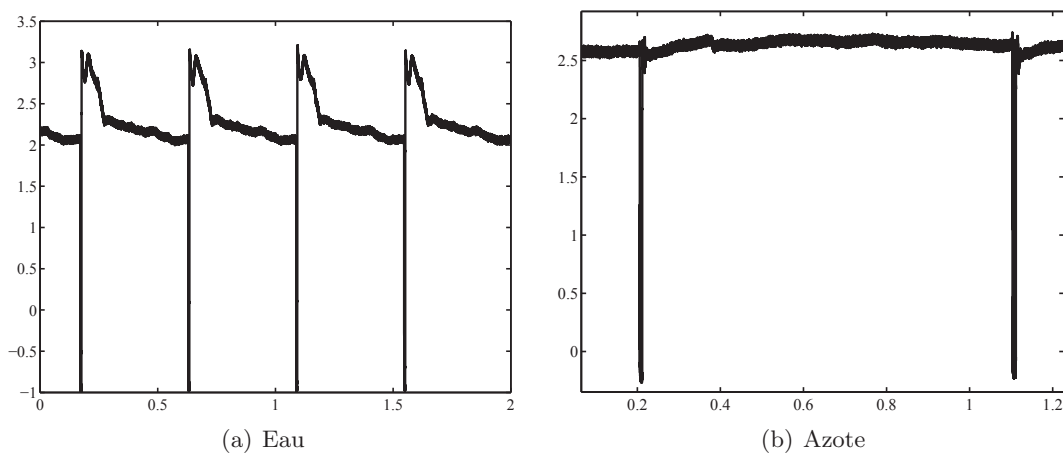
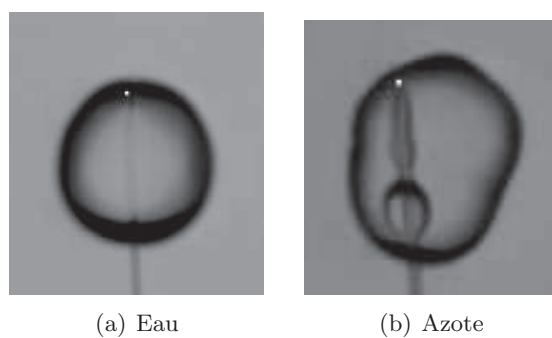


FIGURE 8.15 – Comparaison d'un signal d'un train de gouttes avec une sonde optique entre azote liquide et eau.

qui correspond au passage de la phase gazeuse. Cette différence inattendue vient de la capacité de démouillage de la sonde accrue sous l'effet de l'azote. Un autre effet inattendu de l'azote est sa vaporisation lors du passage d'une goutte. La figure 8.16(b) montre l'aspect des gouttes lors de leur passages sur la sonde optique. A la différence de l'eau, l'azote crée une bulle de gaz à l'intérieur de la goutte. Cette vaporisation fausse la pente de mouillage. Ce problème se résout facilement en thermalisant complètement la sonde. Le signal est donc parfaitement exploitable. Comme l'effet de démouillage permet de calculer la vitesse des sondes, cette expérience seule ne permet pas de valider l'utilisation de sonde en cryotechnie. Il est important de réaliser un étalonnage complet avec des vitesses de bulles variables dans l'azote liquide.



(a) Eau

(b) Azote

FIGURE 8.16 – Visualisation d'une goutte lors de son passage sur la sonde optique.